

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

CLAUDE GHESQUIERE

1^e THÈSE : Etude du Ω^0 produit en association avec des mésons K dans les annihilations d'anti-protons à l'arrêt.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 20 Juin 1963 devant la Commission d'examen

MM. TEILLAC

Président

BERTHELOT

JEAN

LEPRINCE-RINGUET

} *Examineurs*

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

CLAUDE GHESQUIERE

1^e THÈSE : Etude du Ω^0 produit en association avec des mésons K dans les annihilations d'anti-protons à l'arrêt.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 20 Juin 1963 devant la Commission d'examen

MM. TEILLAC

Président

BERTHELOT

JEAN

LEPRINCE-RINGUET

} Examinateurs

THESIS

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE PARIS

LE GABRIEL DE BOUVERIE DE SCIENCES PHYSIQUES

CLAUDE GUYON



THESE
LE 10 JANVIER 1900
PAR
LE GABRIEL DE BOUVERIE DE SCIENCES PHYSIQUES
CLAUDE GUYON

AM. TH. 100
1000
1000

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen..... ZAMANSKY

G. JULIA	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	FORTET	T Calcul des Probabilités et Physique mathématique.
PRENANT	T Anatomie et Histologie comparées.	SCHARTZ	T Calcul différentiel et intégral.
GRASSÉ	T Evolution des êtres organisés.	CHOUARD	T Physiologie végétale.
PREVOST	T Chimie organique.	MALAVARD	T Aviation (technique aéronautique).
WYART	T Minéralogie et Cristallographie.	BRELOT	T Calcul différentiel et intégral.
TEISSIER	T Zoologie.	NORMANT	T Chimie organique.
MANGENOT	T Biologie végétale (Orsay).	BÉNARD	T Chimie minérale.
AUGER	T Physique quantique et Relativité.	BUVAT	T Botanique (E.N.S.).
MONNIER	T Physiologie générale.	DUGUÉ	T Statistiques mathématiques.
PIVETEAU	T Paléontologie.	SOULAIRAC	T Psychophysiologie.
ROCARD	T Physique (E.N.S.).	ULRICH	T Physiologie végétale.
CARTAN	T Mathématiques (E.N.S.).	MARÉCHAL	T Optique théorique et appliquée.
LAFFITTE	T Chimie générale.	KIRRMANN	T Théories chimiques.
FAVARD	T Géométrie supérieure.	CHADEFAUD	T Botanique.
COULOMB	T Physique du Globe.	Mlle LE BRETON	T Physiologie de la nutrition.
Mlle COUSIN	T Biologie animale (S.P.C.N.).	SALEM	T Mathématiques générales.
CHRÉTIEN	T Chimie minérale.	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie.
DRACH	T Zoologie.	DEVILLERS	T Anatomie et Histologie comparées.
KASTLER	T Physique (E.N.S.).	EHRESMANN	T Topologie algébrique.
EPHRUSSI	T Génétique.	FRANÇON	T Physique (S.P.C.N.).
RIVIÈRE	T Géologie S.P.C.N. et Sédimentologie.	GLANGEAUD	T Géographie physique et Géologie dynamique.
GAUTHERET	T Biologie végétale (P.C.B.).	GODEMENT	T Mathématiques (M.P.C.).
LUCAS R.	T Recherches physiques.	PISOT	T Technique mathématique de la Physique.
THOMAS A.	T Biologie cellulaire.	ROCH	T Géologie.
ARNULF	T Optique appliquée.	SCHATZMAN	T Astrophysique.
MORAND	T Physique enseignement.	TERMIER	T Paléontologie stratigraphique.
SOLEILLET	T Physique (P.C.B.).	ZAMANSKY	T Mathématiques générales.
FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides.	LENNUIER	T Physique (M.G.P.).
DANJON	T Astronomie.	RIZET	T Génétique.
PETIT	T Biologie maritime.	ROUTHIER	T Géologie appliquée.
QUENEY	T Météorologie et dynamique atmosphérique.	Mme TONNELAT	T Physique théorique.
GALLIEN	T Embryologie.	DIXMIER	T Mathématiques (M.P.C.).
EICHHORN	T Botanique.	SOUCHAY	T Chimie générale.
DE CUGNAC	T Biologie végétale (S.P.C.N.).	AIGRAIN	T Electrotechnique générale.
Mlle CAUCHOIS	T Chimie physique.	BRUSSET	T Chimie systématique.
THELLIER	T Physique du Globe.	M. LÉVY	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
L'HÉRITIER	T Biologie générale (Orsay).	Mme CHAIX	T Chimie biologique.
GRIVET	T Radioélectricité (Orsay).	Mme HUREL-PY	T Biologie végétale (P.C.B.).
PONCIN	T Mécanique générale.	PIAUX	T Chimie (M.P.C.).
DUBREIL	T Arithmétique et Théorie des Nombres.	BRUN	T Mécanique théorique des Fluides.
QUELET	T Chimie organique.	LEDERER	T Chimie biologique.
CAGNIARD	T Géophysique appliquée.	Mme DUBREIL	T Mathématiques (agrégation).
CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire.	Mme LELONG	T Mathématiques II (E.N.S.).
CUVILLIER	T Micropaléontologie.	BELLAIR	T Géologie (S.P.C.N.).
JUNG	T Pétrographie.	COTTE	T Physique électricité.
TRILLAT	T Microscopie et diffraction électronique.	DUBOIS J.-E.	T Chimie organique.
WIEMANN	T Chimie organique et structure.	LAMOTTE	T Zoologie (E.N.S.).
JACQUINOT	T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay).	MICHEL A.	T Chimie minérale (Orsay).
VASSY	T Physique de l'atmosphère.	OLMER	T Energétique générale.
DESTOUCHES	T Théories physiques.	ROUAULT	T Electricité (Orsay).
AMIEL	T Chimie générale.	GAUTHIER	T Mécanique appliquée.
HOCART	T Minéralogie et Cristallographie.	BARCHEWITZ	T Chimie physique.
J.-P. MATHIEU	T Physique optique.	BROSSEL	T Physique atomique.
COUTEAUX	T Biologie animale (P.C.B.).	BUSER	T Physiologie comparée.
MAY	T Zoologie (Orsay).	CAMUS	T Physiologie végétale (B.M.P.V.).
CHOQUET	T Théorie des fonctions et Topologie.	CASTAING	T Physique II - Thermodynamique (Orsay).
FELDMANN	T Biologie végétale marine.		
GUINIER	T Physique des Solides (Orsay).		
JOIST	T Physiologie comparée.		

CURIEN	T Minéralogie et Cristallographie.	CABANNES	T Mécanique générale.
MOYSE	T Physiologie végétale (Orsay).	LESIEUR	T Mathématiques I (Orsay).
NOIROT	T Evolution des êtres organisés.	MAZET	T Mécanique générale (Orsay).
PANNETIER	T Chimie générale.	CAIRE	Géographie physique et Géologie dynamique.
POSSOMPES	T Zoologie.	COMOLET	T Mécanique des fluides.
PULLMANN	T Chimie quantique.	CORABŒUF	Physiologie animale (Orsay).
TEILLAC	T Physique nucléaire et Radioactivité.	DELLOUE	Physique de l'exosphère.
TONNELAT	T Biologie physico-chimique.	GORENFLOT	Botanique II (Orsay).
VILLE	T Econométrie.	HOUILLOIN	Biologie animale (P.C.B.)
WILLEMART	T Chimie (P.C.B.).	JULLIEN J.	Chimie (S.P.C.N.) (Orsay).
DODE	T Chimie (Orsay).	MALGRANGE	T Technique mathématique de la Physique (Orsay).
FREYMANN	T Recherches physiques.	OLIVIER	Antropologie.
GUINOCHET	T Biologie végétale (S.P.C.N.) (Orsay).	NOZERAN	T Botanique II (Orsay).
ROLLET	T Chimie minérale.	BLANC-LAPIERRE	T Physique (E.N.S.) (Orsay).
M ^{lle} JOSIEN	T Chimie (S.P.C.N.)	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay).
CHEVALLEY	T Géométrie algébrique et théorie des groupes.	KAHANE	T Mathématiques (Orsay).
ARNOULT	T Electronique (Orsay).	SAMUEL	T Mathématiques E.N.S. féminine.
CHAPELLE	T Physique (Orsay).	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay).
DELANGE	T Mathématiques I (Orsay).	KHIRY	T Mécanique céleste.
DENY	T Mathématiques générales (Orsay).	ABELES	Physique (S.P.S.C.N.)
GERMAIN	T Mécanique théorie des Fluides.	AMAT	Physique (P.C.B.)
LUCAS G.	T Géologie.	AUBOIN	Géologie.
ALLARD	T Chimie Physique.	M ^{me} BENOIT-GUEUTAL	Physique nucléaire et radio-activité.
BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales.	BOUGIS	Biologie marine (Villefranche-sur-Mer).
BRICARD	T Météorologie physique de l'atmosphère.	BRUHAT	T Mathématiques (M.P.C.)
M ^{me} ALBE-FESSARD	T Psychophysiologie.	BRUNN	T Géologie historique (Orsay).
FRIEDEL	T Physique des Solides (Orsay).	CHABBAL	Physique (M.G.P.) (Orsay).
M. JULIA	T Etudes des Moléculaires naturelles complexes	DEHEUVELS	T Mathématique-Propédeutique (Orsay).
LENDER	T Biologie animale (S.P.C.N.) (Orsay).	D'ESPAGNAT	Physique théorique (Orsay).
MAGAT	T Physico-Chimie des radio-éléments.	DURON	Géologie (S.P.C.N.)
M ^{lle} QUINTIN	T Electrochimie.	M ^{me} GANS	T Génétique.
MONOD	T Chimie du métabolisme.	GENEVES	Biologie végétale (P.C.B.)
BENOIT	T Physiologie animale (Orsay).	GUILBERT	Physique (C.U.S.) Orléans.
DE POSSEL	T Analyse numérique.	HUPE	Pétrographie.
CHARLOT	T Chimie analytique.	HOLLANDE	T Biologie générale.
LEMEÉ	T Physiologie végétale (B.M.P.V.) (Orsay).	LIONS	T Analyse numérique.
GUERIN	T Chimie (M.P.C.) (Orsay).	MAITTE	Chimie (P.C.B.)
CHATELET	T Chimie (P.C.B.)	MEYER	Physique-Propédeutique.
JEAN	T Physique nucléaire (Orsay).	NICOLAS	Géologie appliquée.
MATTLER	T Physique (S.P.C.N.)	PANIGEL	Biologie générale.
BERGERARD	T Zoologie (Orsay).	RAVIER	Pétrographie.
BERTEIN	T Electronique (Orsay).	ROSEAU	T Mécanique théorique des fluides.
BOUSSIERES	Chimie des radio-éléments (Orsay).	ROUBINE	Electronique.
M ^{me} COUTURE	T Thermodynamique et Mécanique physique.	SILBER	T Chimie (P.C.B.)
ELLENBERGER	T Géologie des grandes régions du Globe.	UEBERSFELD	T Electronique.
FRANC	T Biologie animale (P.C.B.)	YVON	T Théories physiques.
SCHNELL	Botanique tropicale (Orsay).		
STOLKOWSKI	T Physiologie végétale.		
ACHER	Chimie biologique (Orsay).		
BAUDOIN	Biologie animale (P.C.B.)		
BEAUMONT	Biologie animale (S.P.C.N.)		
BLAMONT	T Géophysique ionosphère.		
BOURREAU	Botanique.		
CURIE D.	Physique (M.G.P.)		
DURAND-DELGA	T Géologie.		
FREON	T Chimie organique (Orsay).		
HELLER	T Physiologie végétale.		
TORTRAT	T Calcul des Probabilités.		
CAILLEUX	Géologie (S.P.C.N.)		
MAGNAN	T Physique (S.P.C.N.)		
DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appliquée à la Chimie théorique et à la Physique nucléaire.		
M ^{lle} FOURCROY	Biologie végétale (S.P.C.N.)		
M ^{me} CHOQUET-BRUHAT	T Mécanique analytique et Mécanique céleste		
M ^{lle} VEIL	Physiologie générale.		
LWOFF	T Microbiologie.		
SIESTRUNCK	T Mécanique physique et expérimentale.		
LACOMBE	T Métallurgie des Métaux nucléaires.		
BROCHARD	T Physique (P.C.B.) (Orsay).		

Le Secrétaire Général... R. POUILLAIN

A MES PARENTS

I N T R O D U C T I O N

=====

Les évènements qui feront l'objet de la présente étude sont extraits d'un lot de 150.000 photographies d'antiprotons, prises en trois semaines, au cours des mois de mai et juin 1961, auprès du synchrotron à protons de 25 Gev du C.E.R.N.

Ces photographies ont été prises dans la chambre à bulles à hydrogène de 81 cm de Saclay, installée, au C.E.R.N. durant le mois de février 1961, et dont c'était la première marche dans des conditions expérimentales normales.

La constitution et la mise au point du faisceau, qui seront quelque peu développées ultérieurement, a été le fruit d'une collaboration étroite entre les groupes du Professeur FIDECARO (C.E.R.N.), de l'Université de Padoue et de l'Ecole Polytechnique. Les études préalables et la mise en place effective du faisceau se sont poursuivies entre les mois de novembre 1960 et mai 1961.

Les évènements qui feront l'objet de l'étude du ω^0 ici présentée ne proviennent pas de la totalité des photographies. En effet, celles-ci se décomposent en 30.000 photographies d'antiprotons en vol de 250 à 80 Mev d'énergie cinétique, étudiées par les groupes des Universités de Trieste et Rome, et 120.000 d'antiprotons à l'arrêt. Parmi ces dernières, 27.000 ont été attribuées aux groupes de Padoue, Oxford et Cambridge, pour l'étude des annihilations en mésons π , enfin les 92.000 restantes ont été partagées entre le C.E.R.N. et l'Ecole Polytechnique pour l'étude des annihilations avec production de mésons K associés aux π . Une étroite collaboration entre ces deux groupes a permis de rendre cohérents les résultats et c'est sur le lot complet de ces photographies que portera l'étude du ω^0 associé aux mésons K.

Outre l'étude des propriétés intrinsèques du ω^0 : masse, nombres quantiques, rapport de branchement $\frac{\text{modes neutres}}{\text{mode } \pi^+ \pi^- \pi^0}$, et autres modes de désintégration, nous chercherons à déterminer la proportion des annihilations en $K\bar{K}\omega$ par rapport à toutes les annihilations.

CHAPITRE I

RESULTATS CONCERNANT LE ω^0

La particule ω^0 qui fera l'objet de notre étude n'a été que récemment découverte (1960), si l'on fait exception des travaux des théoriciens prévoyant une particule possédant ses nombres quantiques. Aussi sa connaissance demeure-t-elle partielle.

En effet si son mode de désintégration en $\pi^+\pi^-\pi^0$ qui semble le plus fréquent, a été analysé avec beaucoup de soin et a permis d'atteindre une bonne connaissance de ses nombres quantiques, la connaissance d'autres modes éventuels de désintégration n'en est qu'à ses débuts, et nous essayons de voir quelles sont les approches effectuées vers une connaissance plus approfondie de cette particule.

PREDICTIONS de la PARTICULE ω^0

Bien avant que la particule, nommée ultérieurement ω^0 , ne soit découverte, certains théoriciens avaient envisagé l'existence d'une particule présentant les mêmes caractéristiques.

L'un des premiers à l'avoir introduite est Nambu (I,a) tentant d'expliquer le comportement des facteurs de forme des nucléons dans les expériences de scattering d'électrons. Il montre que doit intervenir une particule qu'il nomme ρ^0 , vectorielle, à $I = 0$ dont la masse serait de l'ordre de 2 à $3m_\pi$.

Après lui, Chew (I,b) montre qu'il n'est pas impensable de prévoir que la partie isoscalaire du facteur de forme du nucléon peut avoir à peu près le même rayon que la partie isovectorielle, dont Frazer et Fulco (I,c) avaient démontré l'influence et que l'on peut donc s'attendre à rencontrer une particule à $J = 1$, de parité - dont le mode de désintégration 3π serait prédominant. Toutefois, la complète indétermination de sa masse laissait aussi la possibilité d'un état lié avec $m < 3m_\pi$.

Sakurai (I,d) pour expliquer la forte répulsion dans le système NN (et la forte attraction du système $N\bar{N}$) introduit une particule $I = 0$, $J = 1$ et $G = -1$, donc pouvant être observable en $\pi^+\pi^-\pi^0$ (et interdite en $3\pi^0$).

Enfin, les modèles proposés jusqu'ici dans la voie de la symétrie unitaire sur la base des représentations du groupe SU_3 , laissent dans le groupement en octuplet des particules vectorielles la case $I = 0$ non remplie.

Toutes ces prédictions pouvaient amener les expérimentateurs à orienter leurs recherches vers la détection de cette particule.

MISE en EVIDENCE et CONFIRMATION -

La première évidence d'une résonance à $T = 0$ se désintégrant en $\pi^+\pi^-\pi^0$ vient de l'étude des annihilations en vol d'antiprotons dans l'hydrogène dans la chambre de 72" de Berkeley (réf. I,e). Dans l'étude de la réaction

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$$

on obtient un pic significatif pour une valeur de la masse effective $\pi^+\pi^-\pi^0$ voisine de 787 Mev.

Cette résonance a été rapidement confirmée par l'étude des interactions de π^+ dans le deuterium (réf. I,f)

$$\pi^+ + d \rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^- + \pi^0$$

La masse effective $\pi^+\pi^-\pi^0$ présentait également un pic marqué à une valeur voisine de 770 Mev.

Depuis, de nombreuses expériences ont mis en relief une présence importante du ω^0 sous son mode de désintégration $\pi^+\pi^-\pi^0$, parmi les produits d'interaction. Le tableau (I,1) présente un résumé des expériences ayant prouvé et confirmé l'apparition de cette résonance. Celle-ci apparaît tant dans les interactions de π^+ et π^- que de K^- , de p et $\bar{p}$.

Sur ce tableau sont également brièvement notées, les caractéristiques principales du ω^0 étudiées plus spécialement dans chaque expérience. Voyons rapidement ce qu'elles sont.

TABLE des EXPERIENCES METTANT en EVIDENCE LE ω^0

Réf.	Réaction	Nbre évts	Nbre de com- bina- isons	Masse	$\Gamma/2$	Autres déterminations
(I,e)	$\bar{p}+p \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$ 1,61 GeV/c (H_2)	800	4	787	$0 < < 15$	1^{--} probable $T = 0$
(I,f)	$\pi^+d \rightarrow pp \pi^+\pi^-\pi^0$ 1,23 GeV/c (D_2)	160	1	770	< 18	1^- probable
(I,g)	$\bar{p}+p \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$ 1,61 GeV/c (H_2)	229	9	780	< 18	Pas d'observations des modes $\omega^0 \rightarrow e^+e^-$ $\rightarrow \mu^+\mu^-$
(I,h)	$p+p \rightarrow pp \pi^+\pi^-\pi^0$	213	1	766	< 15	
(I,i)	$\pi^+p \rightarrow \pi^+p \pi^+\pi^-\pi^0$ 2,34; 2,62; 2,90 GeV/c (H_2)	1703	2	782	< 10	$\frac{\omega^0 \rightarrow \text{neutres}}{\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} = 10 \pm 4 \%$ $\frac{\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-}{\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} < 2 \%$
(I,j)	$\pi^+n \rightarrow p \pi^+\pi^-\pi^0$ 1,89 et 2,1 GeV/c (D_2)		1			$\frac{\omega^0 \rightarrow 2\pi}{\omega^0 \rightarrow 3\pi} < 15 \%$
(I,k)	$\pi^-p \rightarrow \pi^-p \pi^+\pi^-\pi^0$ 2,03 GeV/c (H_2)	283	2	785		
(I,l)	$\bar{p}+p \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$ arrêt (H_2)	921	4	783 ± 5	< 16	$\omega^0 \rightarrow \zeta + \pi \cong 0$
(I,m)	$\bar{p}+p \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$ 3,25 GeV/c (H_2)		4			Processus $\bar{p}+p \rightarrow \omega^0 + \omega^0 + n\pi^0$ non trouvé
(I,n)	$\pi^+d \rightarrow pp \pi^+\pi^-\pi^0$ 1,23 GeV/c (D_2)		1			$\frac{\omega^0 \rightarrow \text{neutres}}{\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} = 7 \pm 6 \%$ $\omega^0 \rightarrow \zeta + \pi = 0$
(I,o)	$K^-p \rightarrow \Lambda^0 \pi^+\pi^-\pi^0$ 2,44 GeV/c (H_2)		1	785	< 20	
(I,p)	$K^-p \rightarrow \Lambda^0 \pi^+\pi^-\pi^0$ 1,47 GeV/c (H_2)	30	1	786 ± 5	< 26	$\frac{\omega^0 \rightarrow \text{neutres}}{\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} = 25 \pm 10 \%$
(I,q)	$K^-p \rightarrow \begin{cases} \Lambda^0 \pi^+\pi^-\pi^0 \\ \Lambda^0 + \text{neutres} \end{cases}$ 1,22; 1,51 GeV/c (H_2)	$\frac{631}{1568}$	1	780	< 8	
(I,r)	$\bar{p}+p \rightarrow K\bar{K} \pi^+\pi^-\pi^0$ $K\bar{K}$ neutres	$\frac{114}{25}$		779 ± 14	$0 < < 10$	$\frac{\omega^0 \rightarrow \text{neutres}}{\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} = 21 \pm 7,5 \%$

Fig. (I,1)

- Masse et largeur

La masse doit être relativement bien définie, car la résonance ω^0 est étroite, toutefois son appréciation est délicate par suite de la présence d'un fond important d'événements sous le pic du ω^0 . Ce fond peut être dû, soit à la présence peu abondante du ω^0 dans la réaction par rapport à la production 3π "statistique", soit à l'ambiguïté d'association des π dans l'état final : par exemple dans l'état final $\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ 4 combinaisons $\pi^+ \pi^- \pi^0$ sont possibles, alors qu'un seul ω^0 peut être produit.

De plus les calculs de masse sont indirects car ils passent par la reconstruction du π^0 non vu dans l'hydrogène (ou le deutérium) ; ce procédé est susceptible d'introduire des erreurs systématiques. Les masses définies ainsi varient de 770 Mev à 787 Mev.

La largeur de la raie n'est pas entachée des mêmes erreurs systématiques et n'est influencée que par les erreurs statistiques. Toutes les expériences donnent une largeur naturelle du ω^0 compatible avec 0, la limite supérieure minimum donnée pour Γ est de 8 Mev - (I,q). A partir de ces expériences il est toutefois impossible d'évaluer si la largeur naturelle du ω^0 est de quelques Mev ou inférieure au Mev.

- Nombres quantiques

La première étude des nombres quantiques a été entreprise par Maglič et al. (I,e), puis reprise avec plus de précision par le même groupe (IV,c). Elle est essentiellement basée sur l'étude du peuplement du diagramme de Dalitz relatif à la désintégration suivant le mode 3π .

Les expériences ultérieures, reprenant l'étude sur les mêmes bases, ont conclu à une forte probabilité pour les nombres suivants :

Spin isotopique	$T = 0$
Spin	$J = 1$
Parité	$- 1$
G Parité	$- 1$

- Modes de désintégration

Les nombres quantiques du ω^0 étant établis, on peut envisager des modes de désintégration particuliers. La recherche de

ceux-ci a été tentée dans plusieurs expériences.

Le rapport $\frac{\omega^0 \rightarrow \text{modes neutre}}{\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0}$ varie de $(7 \pm 6)\%$ (I,h) à $(25 \pm 10)\%$ (I,p). Les difficultés rencontrées dans l'estimation du fond rendent cette détermination difficile. Ce rapport est pourtant essentiel à connaître.

On a également cherché à déterminer le taux de désintégration $\omega^0 \rightarrow 4\pi$ (I,a), sans le mettre en évidence.

Il n'y a pas non plus d'indication pour une désintégration du ω^0 à travers des résonances récemment découvertes (résonances d'ailleurs controversées) $\omega^0 \rightarrow \zeta + \pi$ (I,o) et (I,n).

De même on a cherché à estimer une limite supérieure du rapport de branchement $\frac{\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-}{\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0}$.

Walker et al. (I,j) donnent comme limite supérieure 15 % ; Alff et al. (I,i) obtiennent 2 %.

Signalons enfin qu'a été évoquée la possibilité d'avoir observé la désintégration $\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ dans une chambre à propane. Aucun chiffre n'est donné à ce sujet. Réf.(I,s).

CONCLUSION.

Le ω^0 est donc une particule relativement bien connue, toutefois la difficulté de la produire de façon assez pure, rend difficile son étude précise. Dans la majorité des cas le rapport $\frac{\omega^0}{\text{fond}}$ est inférieur à 1, et les méthodes d'études procèdent toutes par normalisation du fond sur une courbe d'espace de phase et soustraction. Ceci est particulièrement délicat quand d'autres résonances entrent en compétition (K^* , ρ , Y^* , N^*), ce qui est assez souvent le cas, les spectres de production "statistiques" ne sont alors plus valables.

CHAPITRE II

CONDITIONS EXPERIMENTALES

PRODUCTION des ANTIPROTONS -

Depuis que la production d'antiprotons, par choc sur une cible interne d'un faisceau de protons accélérés, a été mise en évidence au Bevatron de 6,5 Gev de Berkeley (Réf.II,a), peu d'études sont venues préciser les processus de production et les flux attendus, en particulier aux énergies voisines de 25 Gev accessibles maintenant aux accélérateurs.

Quand l'expérience d'arrêt d'antiprotons a été envisagée, le synchrotron de 25 Gev du C.E.R.N. était en marche depuis environ une année et aucune mesure directe systématique des flux de particules à la production n'était disponible.

Les seules prédictions existantes étaient dues à des calculs entrepris par Hagedorn (II,b) sur un modèle purement statistique de production.

$$p p \rightarrow p + p + \bar{p} + p$$

Par rabattement dans le système du laboratoire, ce calcul donne une estimation du nombre d' $\bar{p}$ par p incident, par unité d'angle solide et par bande d'impulsions, à différents angles de sortie de la machine.

Ce calcul n'avait d'ailleurs pas été effectué pour des impulsions inférieures à 1 Gev/c, où les prédictions statistiques sont manifestement faussées par le mouvement de Fermi des nucléons de la cible.

Cette incertitude nous a amené à étudier, dans un premier stade de l'expérience, le flux de particules dans notre faisceau en fonction de l'impulsion.

Coupure vers les impulsions basses.

Si l'on considère le processus simple de production d'antiprotons par choc d'un proton d'énergie γ , sur un nucléon au repos :

$$p + N \rightarrow p + N + p + \bar{p}$$

l'énergie disponible dans le C.M. est :

$$E^* = \sqrt{2(\gamma+1)} (m_N = c = 1)$$

L'impulsion minimum de l'antiproton sera obtenue pour une émission arrière dans le C.M. avec l'impulsion maximum (les 3 autres nucléons étant tous émis vers l'avant, avec la même vitesse)

$$\text{Soit : } P_{\max}^* = \sqrt{\frac{(\gamma-1)(\gamma-7)}{2(\gamma+1)}}$$

La transformation dans le système du laboratoire donne :

$$P_{\min} = \gamma_{\text{CM}} (-P_{\max}^* + \beta_{\text{CM}} E_{\max}^*)$$

$$\text{avec : } \gamma_{\text{CM}} = \sqrt{\frac{\gamma+1}{2}} \quad \beta_{\text{CM}} = \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}}$$

$$P_{\min} = \sqrt{\frac{\gamma+1}{2}} \left(-\sqrt{\frac{(\gamma-1)(\gamma-7)}{2(\gamma+1)}} + \sqrt{\frac{(\gamma-1)^2(\gamma-7)}{2(\gamma+1)^2} + \frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \right)$$

$$P_{\min} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{(\gamma-1)^2(\gamma-7)}{\gamma+1} + 2(\gamma-1)} - \sqrt{(\gamma-1)(\gamma-7)} \right)$$

$$\text{soit pour } \gamma = 27.6 \text{ (E = 25 GeV)} \quad P_{\max}^* = 2.90 \text{ GeV/c}$$

$$P_{\min} = 220 \text{ MeV/c}$$

Le calcul est évidemment faussé par l'existence de l'impulsion de Fermi de la particule cible dans le noyau, toutefois deux remarques s'imposent sur ce résultat :

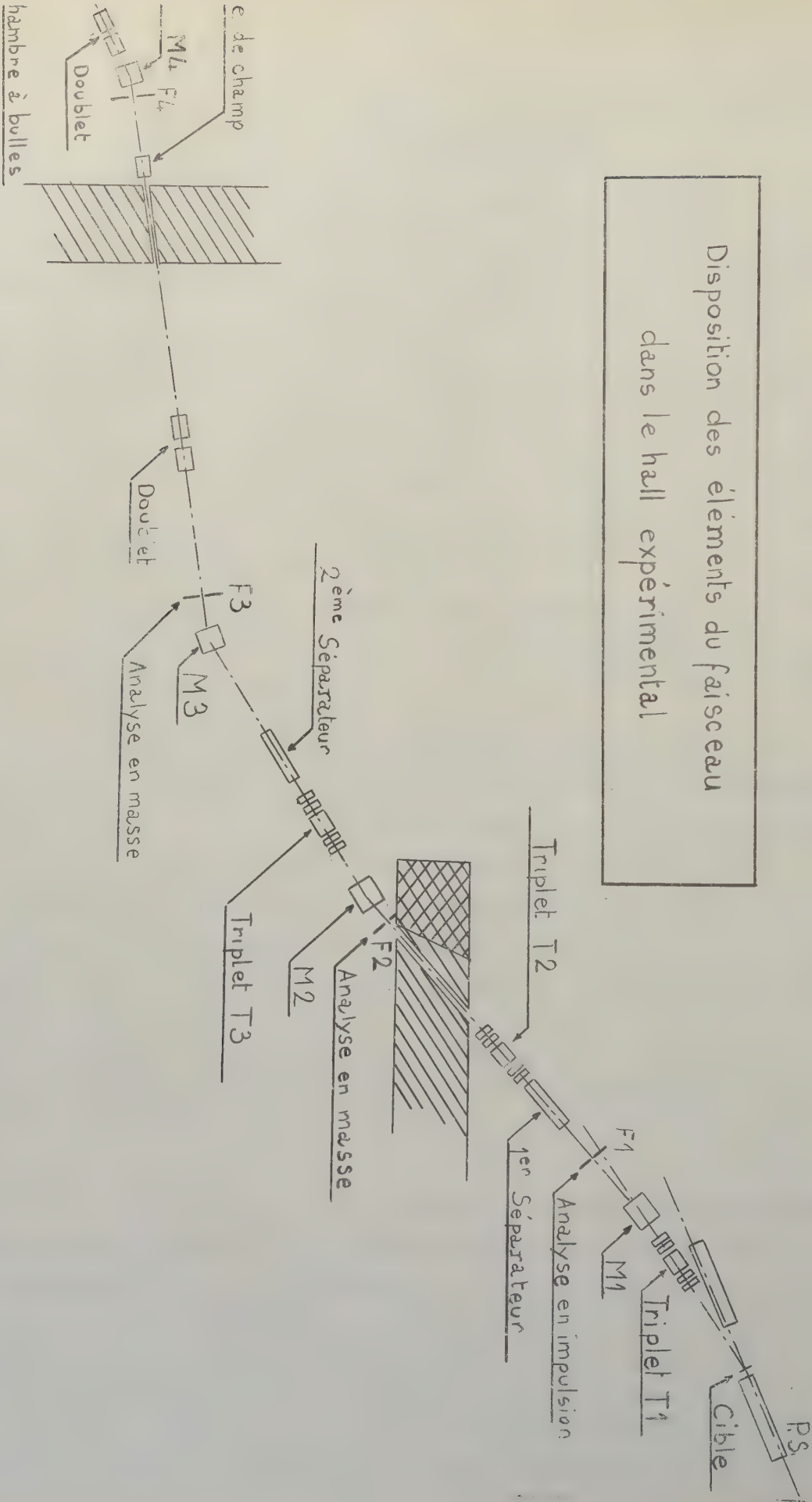
- 1) On peut raisonnablement espérer obtenir un flux suffisant pour les impulsions utiles ($400 < P < 600 \text{ MeV/c}$)
- 2) Une impulsion transverse faible, qui pratiquement n'influence pas sur le module de $P_{\max}^*$, peut donner lieu à un grand angle d'émission dans le laboratoire.

On peut donc s'attendre à une faible dépendance du flux par rapport à l'angle d'émission, aux basses énergies.

CONSTITUTION du FAISCEAU -

Les contingences matérielles du C.E.R.N. (emplacement réservé aux chambres à bulles très éloigné de la cible, présence de nombreux autres expérimentateurs) nous ont imposé la mise en place d'un faisceau très long (110 m), comportant 5 foyers dans le plan horizontal et 4 foyers dans le plan vertical. Le faisceau est incliné à $10^\circ 6'$ sur le faisceau interne.

Disposition des éléments du faisceau
dans le hall expérimental



La Fig.(II,1) montre la disposition générale des aimants défecteurs, quadrupoles, séparateurs électrostatiques et colli-mateurs, et un tracé approché des trajectoires extrêmes des parti-cules pour l'impulsion nominale.

Les aimants étaient des éléments de 1m et 2m du C.E.R.N, les quadrupoles étaient des éléments de longueur 1m, d'ouverture 20 cm du C.E.R.N., excepté ceux constituant les éléments externes des premiers triplets, T_1 , T_2 , T_3 , qui étaient des éléments empruntés à Saclay, de longueur 22 cm, ouverture 20 cm. Les séparateurs étaient fournis par le groupe de physique de l'Université de Padou

Le tableau (II,2) ci-contre résume quelques propriétés optiqu du faisceau aux différents foyers, telles qu'elles ont pu être calculées et, pour certaines, mesurées.

FOYER	Cible	F1	F2	F3	F4	F5
Distance entre 2 foyers consécutifs (en m.)		17,80	20,80	23,0	34,40	11,80
Grandissement d'un foyer au suivant	$-\frac{H}{V}-$	$-\frac{1,08}{1,08}-$	$-\frac{1,25}{1,25}-$	$-\frac{1,9}{1,9}-$	$-\frac{1,12}{1,12}-$	$-\frac{1,10}{3,2}-$
Distance foyer cible (en m.)		17,80	38,60	61,60	96,00	107,80
Grandissement total entre foyer et cible	$-\frac{H}{V}-$	$-\frac{1,08}{1,08}-$	$-\frac{1,35}{1,35}-$	$-\frac{2,55}{2,55}-$	$-\frac{2,85}{2,85}-$	$-\frac{3,10}{6}-$
Aberration longitudinale pour $\frac{\Delta p}{p} = \pm 1\%$ (en m.)	H	$\pm 0,20$	$\pm 0,40$	$\pm 1,70$	$\pm 0,30$	$\pm 0,30$
	V	$\pm 0,40$	$\pm 1,20$	$\pm 2,75$	$\pm 2,80$	$\pm 1,20$
Dimension transversale de l'image, cible 4x4, $\frac{\Delta p}{p} = \pm 1\%$ (en mm)	H	6,00	8,90	18,10	20,0	11,0
	V	7,2	15,2	24,5		32,0
Dimension mesurée avec $\frac{\Delta p}{p} = \pm 0,8\%$ (en mm.)	H		12,0	9,0		11,0
	V		13,0	14,0		28,0

Tableau (II,2)

Les dimensions d'images calculées sont les dimensions extrêmes celles mesurées sont les largeurs à mi-hauteur.

Toutes les études de trajectoires ont été effectuées sur le calculateur analogique du C.E.R.N.(II,c). Celui-ci consiste essentiellement en un générateur de fonction rectangulaire, simulant les quadrupoles, attaquant un double intégrateur en chaîne, qui réalise l'intégration de l'équation différentielle reliant l'écart à l'axe d'une trajectoire en fonction de la position et des gradients successifs des éléments du faisceau.

$$\frac{d^2 r}{dx^2} \pm k^2 r = 0$$

En un point écarté de r de l'axe du quadrupole, où le champ a pour valeur : $r \frac{\partial B}{\partial r}$, la particule est soumise à une force radiale égale à $e \vec{v} \wedge r \frac{\partial B}{\partial r}$.

Dans les plans de symétrie où le champ est purement transversal, l'équation du mouvement se réduit à

$$m \gamma = m \frac{d^2 r}{dt^2} = \pm e v r \frac{\partial B}{\partial r}$$

Si nous la transformons pour exprimer le déplacement radial en fonction du déplacement longitudinal

$$dx = v dt$$

On obtient

$$\frac{d^2 r}{dx^2} \pm \frac{e}{m v} \frac{\partial B}{\partial r} r = 0$$

$$\boxed{\frac{d^2 r}{dx^2} \pm K^2 r = 0} \text{ avec } K^2 = \frac{e}{P} \frac{\partial B}{\partial r}$$

e = charge électronique

P = impulsion de la particule

$\frac{\partial B}{\partial r}$ = gradient radial de champ = constante dans un quadrupole
= 0 hors des quadrupoles.

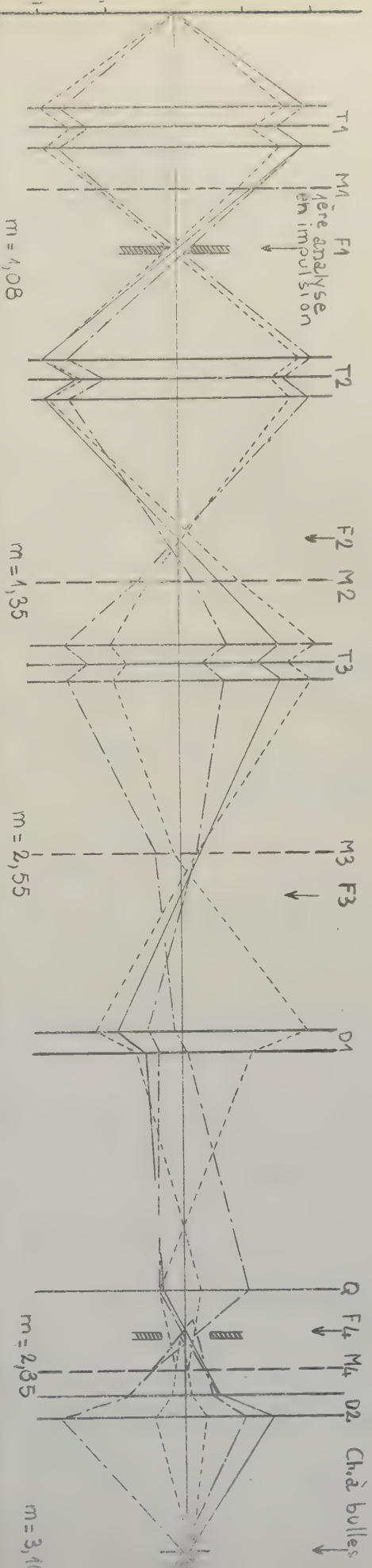
Un inscripteur graphique connecté donne le tracé direct de $r = f(x)$; on agit sur P et $\frac{\partial B}{\partial r}$ pour obtenir les conditions requises

Le tracé des trajectoires permet également, en variant la valeur de P , d'évaluer les défauts de focalisation, aberrations longitudinales, des quadrupoles, et par là de déduire les dimensions des images et les trajectoires extrêmes des particules, d'où l'angle solide réel d'acceptance du faisceau.

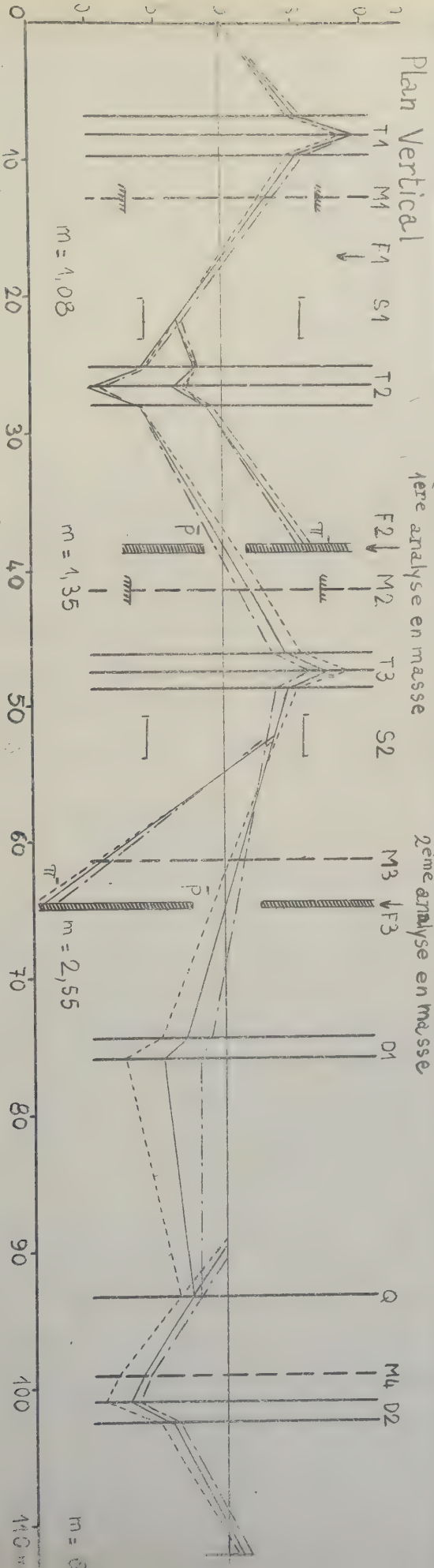
Le résultat général est présenté par la figure (II,3) montrant le tracé total du faisceau dans les 2 plans horizontal et vertical pour l'impulsion nominale, et pour des impulsions $P \pm 1\%$, la cible étant de dimensions nulles.

Plan horizontal

Trajectoires extrêmes du faisceau



Plan Vertical



Dans ces conditions l'angle solide de sortie cible sous-tendu par le faisceau est de $3,1 \cdot 10^{-4}$ stérad.

Les qualités optiques du faisceau étant celles définies ci-dessus, on peut considérer les performances du faisceau au point de vue utilisation, c'est-à-dire :

- 1) Analyse en impulsion
- 2) Analyse en masse
- 3) Qualité de pulse

- Analyse en impulsion.

Calibrage : le calibrage en impulsion du faisceau a été effectuée sur l'aimant M2 (Fig.II,1), l'aimant M1 étant sensible aux fluctuations de la position de la cible à l'intérieur du synchrotron.

L'étalonnage a été effectué de deux façons, la première a été une mesure de fil flottant : un fil sous une tension T et parcouru par un courant i, prend à la traversée de l'aimant une courbure identique à celle d'une particule d'impulsion

$$P \text{ Mev/c} = c \times g \times \frac{T}{i} = 2,94 \frac{T \text{ grammes}}{i \text{ ampères}}$$

On a donc relevé la courbe $I(\text{aimant}) = f(P)$
Cet étalonnage a été contrôlé par une mesure absolue de temps de vol des antiprotons sur une base de 23 m, à différentes énergies. Les points sont en parfait accord (Fig.II,4). La précision de l'étalonnage est dans le premier procédé voisine de 0,5 %, limitée par les défauts de stabilisation des courants dans le second elle est également de l'ordre de 0,5 %, limitée par le temps de résolution des circuits de coïncidence (0,5 nanosec).

Définition en impulsion : l'analyse est faite en deux étages. Le premier en F1 (Fig.II,1) où est disposé le premier collimateur. La dispersion y est de 5 mm pour 1 % de $\frac{\Delta P}{P}$. Compte tenu de la dimension de l'image (6 mm), l'analyse est assez grossière. Pratiquement l'ouverture de la fente d'analyse a été maintenue à 2 cm, définissant donc l'impulsion à ± 2 %.

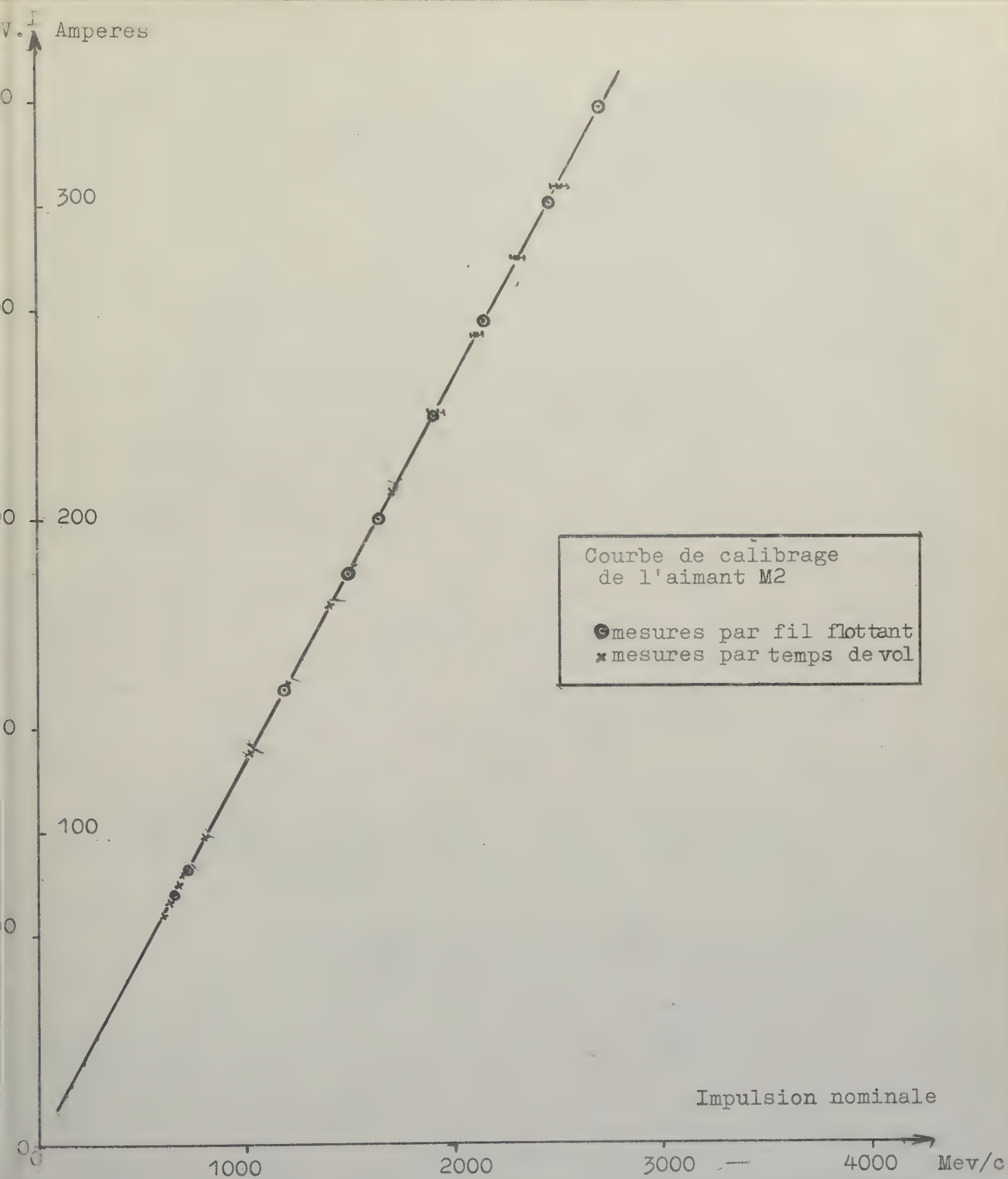


Fig.(II,4)

La seconde analyse est réalisée en F4 (Fig.II,1) après le grand angle de déflexion donné par M3 (Fig.II,1). Le chevauchement des images en F4 est tel qu'avec une fente de 2 cm d'ouverture (Fig.II,3), il transmet une bande d'impulsion de $\pm 0,85 \%$.

Les angles en M1, M2, M3 et M4 sont tels qu'ils compensent au mieux en F5, où est disposée la chambre à bulles, les dispersions transversales introduites par l'analyse en impulsion.

Cette compensation est effectuée de la façon suivante.

Si nous appelons :

l_i : la distance entre un foyer et le centre de l'aimant deflecteur le précédant

θ_i : l'angle de déflexion de cet aimant, avec son orientation

m_i^5 : le grandissement total, dans le plan horizontal du système optique situé entre le foyer i et le foyer 5, grandissement pris avec son signe.

La réduction totale de la dispersion est assurée si nous avons pour toutes les impulsions...

$$\sum_{i=1}^5 l_i \theta_i m_i^5 = 0$$

Ceci se réaliserait si les produits $l_i m_i^5$ étaient constants quelque soit P, ceci n'est pas réalisé et l'on tend vers les bonnes valeurs en réalisant

$$\left(\sum_{i=1}^5 l_i \theta_i m_i^5 \right)_{P=P_0} = 0$$

- Analyse en masse.

Les séparateurs électrostatiques utilisés sont d'un principe classique, à champs électrique et magnétique croisés, ce dernier réparti sur toute la longueur du séparateur ($l = 3m$)

La déviation angulaire créée par le champ électrique est égale à :

$$\alpha_e (mrad) = \frac{1}{P (MeV/c) \beta} V (kv) \frac{l (cm)}{d (cm)}$$

(l = longueur des plaques, d = distance entre plaques)

On la compense par le champ magnétique croisé de façon à laisser rectiligne la trajectoire de $P\beta$ désirée. Comme l'on a

$$\alpha_m \text{ (mrad)} = 0,3 \frac{B \text{ (gauss)} \times l \text{ (cm)}}{P \text{ (Mev/c)}}$$

L'égalité $\alpha_e = \alpha_m$ est réalisée pour

$$B \text{ (gauss)} = 3,33 \frac{V \text{ (kv)}}{d \text{ (cm)}} \frac{1}{\beta}$$

soit dans nos conditions expérimentales : $P = 600 \text{ Mev/c}$

$$V = 200 \text{ kv}$$

$$d = 11,3 \text{ cm.}$$

$$B = 110 \text{ gauss}$$

La séparation radiale entre π^- et $\bar{p}$ est alors égale à

$$\alpha_{\pi\bar{p}} = \frac{V \cdot e}{P \cdot d} \left(\frac{1}{\beta_{\pi}} - \frac{1}{\beta_{\bar{p}}} \right)$$

soit 7 mrad.

Les images π^- , $\bar{p}$ ont alors pour séparation centre à centre en F 2 et F 3 (Fig.II,3) respectivement 3,7 cm et 8,7 cm.

Finalement le taux de séparation obtenu en F 5, compte tenu de l'enrichissement naturel du faisceau par désintégration des mésons π est égal à :

$$\frac{\text{particules transmises}}{\pi \text{ incidents}} = \frac{1}{20.000}$$

L'enrichissement naturel correspond à peu près à quatre vies moyennes des π , soit une transmission de 1/40 des π émis à la cible.

On a obtenu en F 5 un taux de particules parasites voisin de 6 %, probablement une majorité de μ produits par une géométrie défavorable de désintégration des π .

- Cible.

La cible était constituée d'un barreau de béryllium de $4 \times 4 \times 24 \text{ mm}^3$, disposée à 11° par rapport au faisceau interne, dans l'axe du faisceau externe (Fig.II,5)

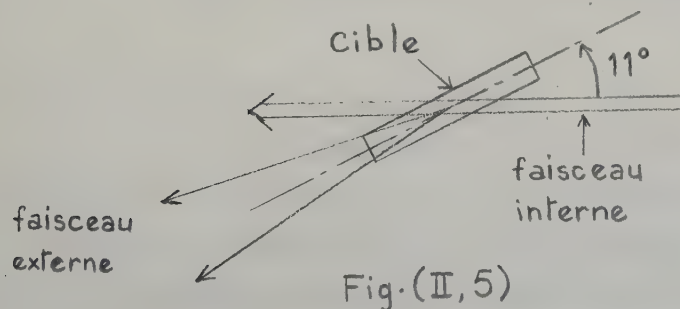


Fig.(II,5)

Avec une telle cible, le "pulse" étant obtenu par spiralisation du faisceau interne, il n'a pas été possible d'obtenir avec une efficacité suffisante des pulses de durée inférieure à 0,700 sec.

En effet, avec cette durée la spiralisierung produit environ 250 traversées de la cible par le faisceau primaire, d'où une épaisseur de cible équivalente de 540 g/cm^2 . Avec une longueur moyenne d'interaction voisine de 170 g/cm^2 ($\sigma_{\text{nucléon}} = 20 \text{ mb}$), l'affaiblissement total du faisceau interne serait alors de 96 %. On a pu normalement obtenir un rendement voisin de 90 %.

ETUDE DES CONDITIONS EXPERIMENTALES -

Sur le faisceau décrit précédemment ont été effectuées une série de mesures destinées à déterminer les meilleures conditions expérimentales de prise de photos.

- Mesures de flux.

Elles ont été effectuées à l'aide de compteurs à scintillations placés en F 2 et F 3 (Fig.II,2), puis F 3 et F 5 (juste devant la chambre), discriminant les π des $\bar{p}$ par temps de vol. Aux basses énergies les mésons K n'interviennent guère étant donné les distances mises en jeu dans le faisceau.

Le tableau (II,6) montre les différents flux mesurés à des impulsions différentes et normalisés à $\frac{\Delta P}{P} = 1 \%$, angle solide 1 millistéradian, et 10^{11} p dans le synchrotron pour les $\bar{p}$, et 10^8 pour les π . Les chiffres mesurés pour les π ont été corrigés de la perte par désintégration en vol et ramenés à la cible. Enfin, la troisième ligne donne le rapport $\frac{\bar{p}}{\pi}$ à la production. Toutes ces mesures correspondent à un angle de sortie machine de $10^\circ,7$.

La Fig.(II,7) donne les courbes de variation correspondant à ce tableau.

Les mesures de flux n'ont pas été poussées plus bas, car ensuite les flux deviennent extrêmement faibles tant en π (désintégration en vol) qu'en $\bar{p}$ et la mise au point du faisceau serait extrêmement longue. Les études qui suivent montreront que ce n'était pas indispensable.

Toutefois pour arrêter les $\bar{p}$ au milieu de la chambre soit après 40 cm de parcours dans l'hydrogène liquide, il faut réduire leur impulsion à 400 Mev/c (80 Mev d'énergie cinétique à l'entrée dans l'hydrogène).

P (Mev/c)	$\Phi_{\pi^-}/10^8 p$ ($\frac{\Delta P}{P} = 1\% \cdot 10^3 \text{ Sterad}$)	$\Phi_{\bar{p}}/10^{11} p$	$\bar{p}/\pi$
600	274	6.7	$\frac{1}{41.000}$
650	550	9.4	$\frac{1}{59.000}$
700	540	17	$\frac{1}{32.000}$
750	535	27.5	$\frac{1}{20.000}$
800	603	42	$\frac{1}{14.300}$
850	606	56	$\frac{1}{10.800}$
900	515	70	$\frac{1}{7.400}$
1.200		202	
1.400	690	435	$\frac{1}{1.600}$
1.700		825	
2.100	347	920	$\frac{1}{350}$
2.300		1.225	
2.500	268	1.595	$\frac{1}{170}$
2.700	398	1.940	$\frac{1}{205}$
2.900		1.595	
3.100		1.050	
4.100	85	825	$\frac{1}{103}$

Tableau (II,6)

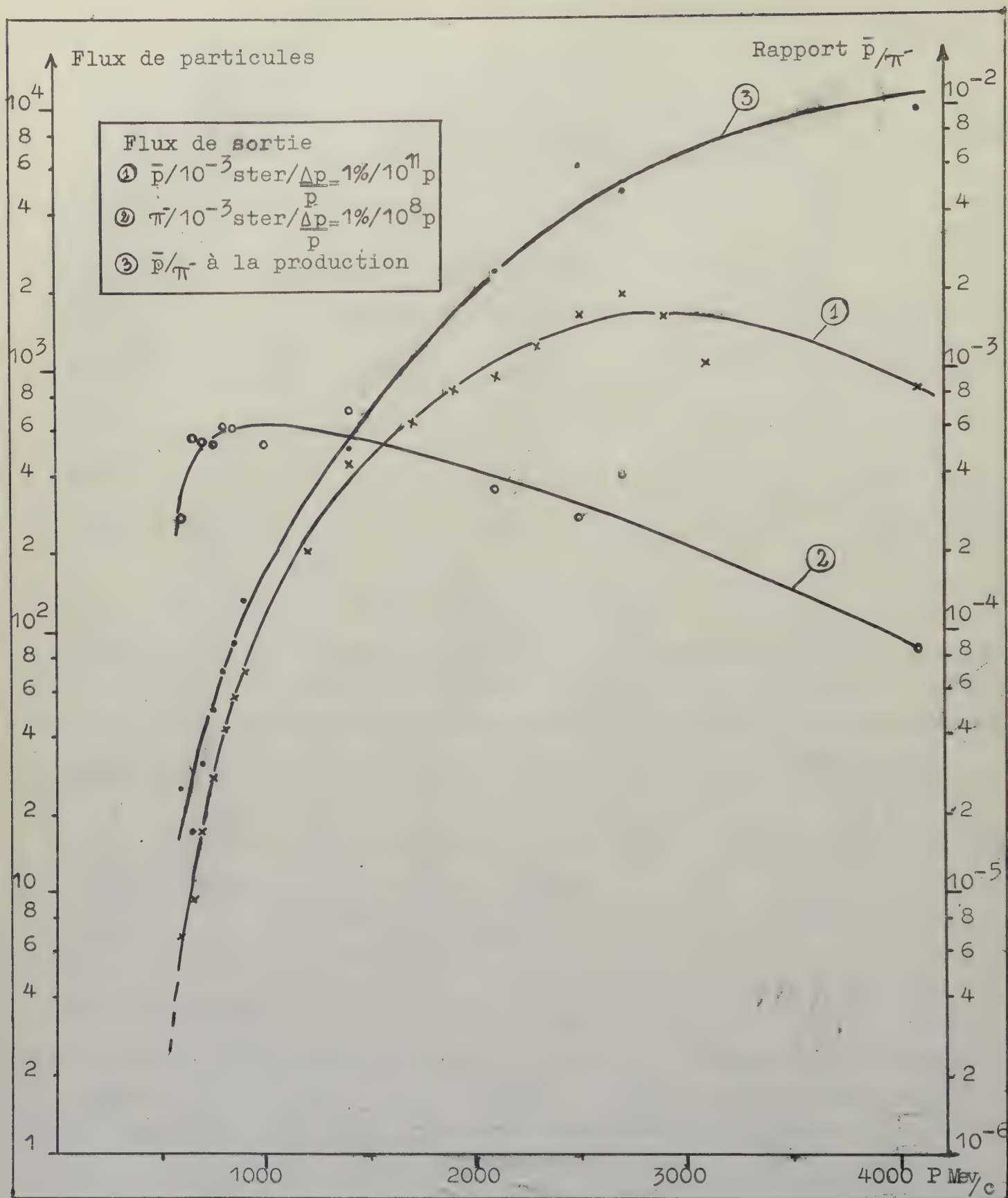


Fig.(II,7)

On doit donc nécessairement étudier la mise en place d'un absorbeur devant la chambre de façon à réduire l'impulsion.

Enfin la Fig(II,8) montre les courbes de production des $\bar{p}$ pour des énergies du faisceau interne du synchrotron de 15 à 28 Gev. L'intérêt de ces courbes est évident si l'on sait que le synchrotron est susceptible de fonctionner à :

1 pulse/sec pour $E < 15$ Gev

1 pulse/2 sec pour $15 \text{ Gev} < E < 20 \text{ Gev/c}$

1 pulse/3 sec pour $20 \text{ Gev} < E < 25 \text{ Gev/c}$

1 pulse/5 sec pour $25 \text{ Gev} < E < 28 \text{ Gev/c}$

En passant de 25 à 20 Gev, pour les $\bar{p}$ de 600 Mev/c on ne perd que 10 % du flux et on gagne 33 % du temps d'utilisation.

- Effet de l'absorbeur.

L'effet de l'absorbeur est triple.

- 1) Augmentation de la dispersion longitudinale des points d'arrêt. Soit R le parcours de la particule, la dispersion longitudinale ΔR a deux causes. L'une est le "straggling" dû à la fluctuation de perte d'énergie ; il est faible et de l'ordre de $\frac{\Delta R}{R} \approx 1\%$ (Réf.II,d), on peut le négliger.

La seconde est la définition en impulsion du faisceau car $\frac{\Delta R}{R} \approx 3.6 \frac{\Delta P}{P}$, mais si la dispersion en parcours ΔR se réfère à l'hydrogène seul, le parcours R est le parcours d'hydrogène équivalent à l'absorbeur et à l'hydrogène

$$\frac{\Delta R \text{ hydro.}}{R \text{ absorbeur} + R \text{ hydro.}} = 3.6 \left(\frac{\Delta P}{P} \right) \begin{matrix} \text{avant} \\ \text{absorbeur} \end{matrix}$$

Ce qui s'écrit également

$$\frac{\Delta R \text{ chambre}}{R \text{ chambre}} = 3.6 \left(\frac{\Delta P}{P} \right) \text{ faisceau} \left(\frac{P \text{ avant absorbeur}}{P \text{ après absorbeur}} \right)^{3.6}$$

- 2) Affaiblissement du faisceau par interaction dans l'absorbeur.

La section efficace totale des $\bar{p}$ entre 80 et 200 Mev d'énergie cinétique est très élevée. Elle était d'ailleurs imparfaitement connue à l'époque où le faisceau fut étudié. Toutefois, avec des hypothèses raisonnables, on peut calculer l'affaiblissement du flux d'antiprotons.

$$\Phi_{\text{après abs.}} = \Phi_{\text{avant abs.}} e^{-\frac{L_{\text{abs}}}{\lambda_{\text{abs}}}}$$

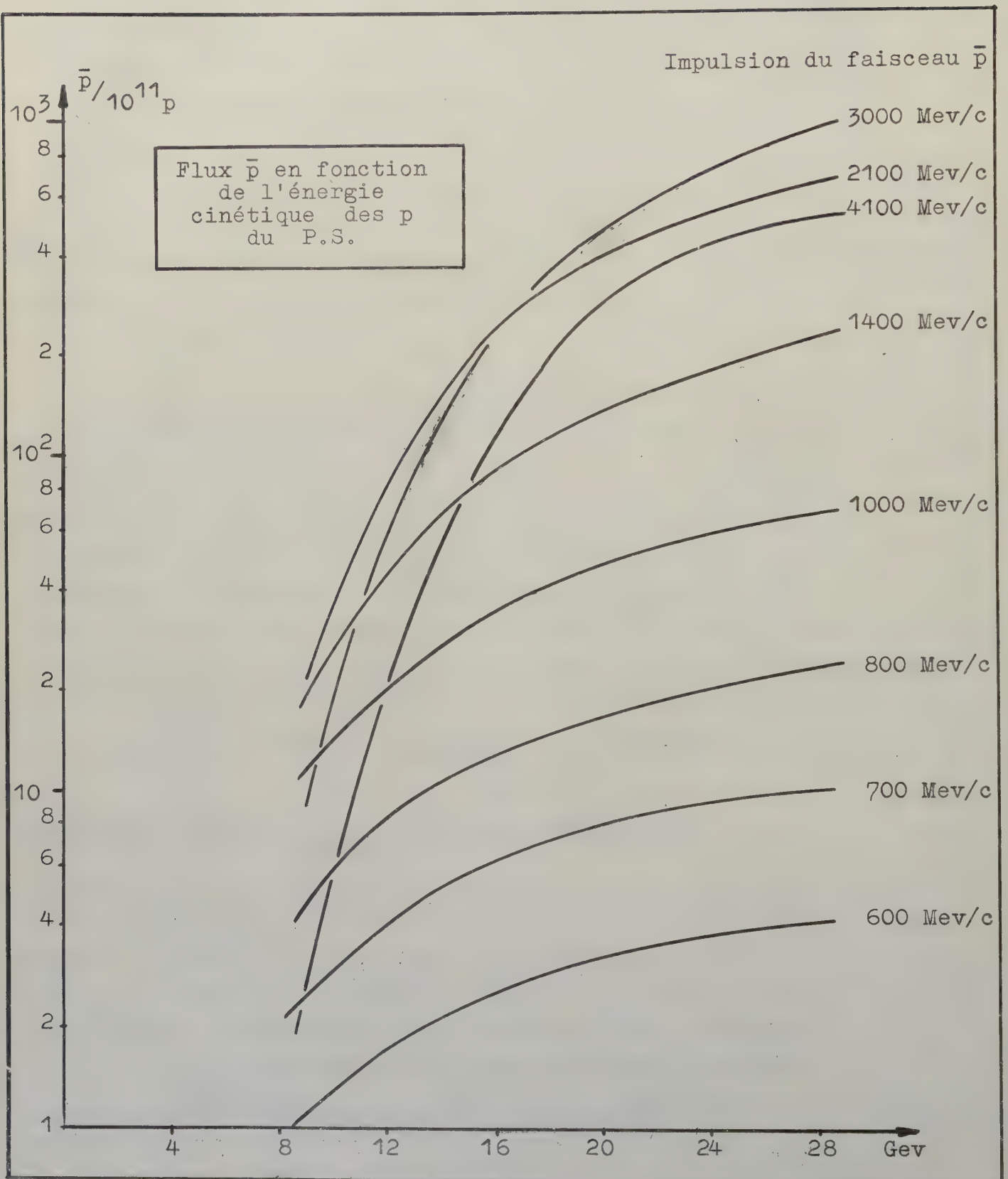


Fig.(II,8)

3) Dispersion transversale due à la diffusion coulombienne dans l'absorbeur.

La diffusion étale transversalement l'image des $\bar{p}$. Si l'absorbeur est placé à l'un des foyers du faisceau, les $\bar{p}$ fortement diffusés ne seront plus repris dans les quadrupoles suivants, si l'absorbeur est placé près de la chambre on risque de perdre des antiprotons diffusés dans les zones mal éclairées ou les parois de chambre.

Cet effet est facilement calculable car la dispersion latérale est gaussienne.

$$dN = \frac{N_0}{2\pi \langle \Theta^2 \rangle L^2} e^{-\frac{x^2 + y^2}{2 \langle \Theta^2 \rangle L^2}} dx dy$$

$$\langle \Theta^2 \rangle = \left(\frac{21,1}{P \beta(Mc/c)} \right)^2 \frac{L_{abs}}{X_{0 abs}}$$

L = distance absorbeur - point moyen d'arrêt.

- Recherche de l'impulsion optimum.

Pour rechercher celle-ci, on a choisi a priori les conditions expérimentales que l'on estimait idéales pour l'étude des photographies. Elles se résument en ceci : une moyenne de 2 $\bar{p}$ par photo dans un volume de 10 x 10 x 10 cm³ au centre de la chambre.

Ce qui définit donc :

- 1) Un ΔP maximum pour que la dispersion longitudinale moyenne soit inférieure à 10 cm.
- 2) Un flux minimum avant l'absorbeur, compte tenu des pertes par diffusion et interaction.

C'est ce calcul du flux idéal qui est présenté dans le tableau (II,9), qui met également en relief quelques unes des variables intermédiaires utilisées, l'absorbeur choisi étant le cuivre.

L'avant dernière ligne montre également le flux réel obtenu avec une extrapolation pour les points à 500 et 550 Mev/c (Fig.II,7) compte tenu du $\frac{\Delta P}{P}$ maximum susceptible d'être atteint.

Enfin la dernière ligne représente le rapport flux réel/flux idéal.

P (Mev/c)	400	450	500	550	600	650	700
$\frac{\Delta p}{p}$ idéal (%)	6,3	4,2	2,9	2,15	1,65	1,0	0,7
σ total (mb) $\begin{matrix} H_2 \\ Cu \end{matrix}$	$\begin{matrix} 150 \\ 2390 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 150 \\ 2150 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 150 \\ 1980 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 150 \\ 1900 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 150 \\ 1825 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 150 \\ 1750 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 150 \\ 1670 \end{matrix}$
Φ transmis / Φ incident	0,802	0,739	0,677	0,602	0,540	0,472	0,424
$\odot$ scatt.(mrad)		49	66,4	79	87	92	97
Φ dans domaine central / Φ Incident	1	0,9	,757	,625	,562	,540	,49
Φ idéal avec $\frac{\Delta p}{p}$ idéal	2,5	3,02	3,72	5,33	6,6	7,88	9,62
$\frac{\Delta p}{p}$ (%) réel maximum	1,8	1,8	1,8	1,8	1,65	1,0	0,7
Φ réel (10^{11} p dans le PS et 3,1 mstérad.)			2,2	3,9	6,8	6,8	7,4
Φ réel / Φ idéal			0,60	0,73	1,03	0,86	0,77

Tableau (II,9)

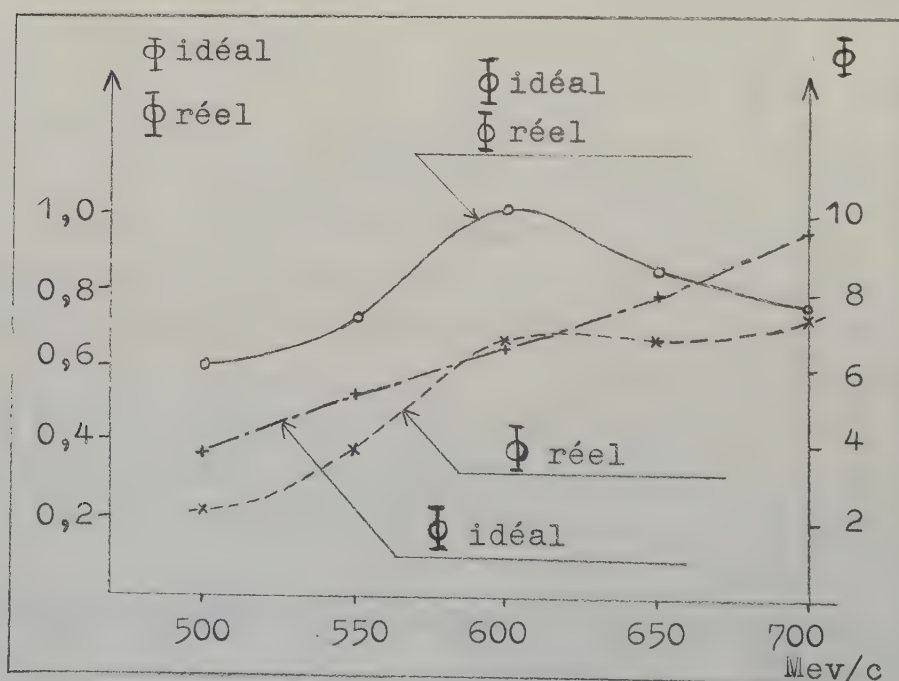


Fig.(II,10)

La fig.(II,10) représente les courbes de variations, successivement du flux idéal, du flux réel et du rapport flux réel/flux idéal, en fonction de P. Il est évident que le point de fonctionnement optimum est le maximum de ce dernier rapport, soit au voisinage de 600 Mev/c.

- Conditions expérimentales.

Les conditions finales de l'expérience se déduisent donc de ce qui a été exposé précédemment.

- Intensité moyenne du synchrotron $1,4 \cdot 10^{11}$ p/pulse
- Energie du synchrotron 20,5 Gev à 1 pulse/2sec.
- Impulsion faisceau 612 Mev/c $\pm$ 5.5 Mev/c ($\pm$ 0.85 %)
- Absorbeur 22,4 g/cm² de Cu devant la chambre (Paroi chambre et tank à vide 6 mm duralumin).
- Impulsion à l'entrée dans l'hydrogène 396 Mev/c
- Parcours moyen dans la chambre 37 cm
- Dimension du volume moyen d'arrêt

Longueur 12 cm

Hauteur 12 cm

Profondeur 9 cm

Nombre moyen $\bar{p}$ /photo : 2,6 (dans toute la chambre)

PRISE DES PHOTOGRAPHIES.

La chambre à bulles de 81 cm, Fig(II,11) a la forme d'un parallélépipède rectangle prolongé par deux demi-cylindres. Les dimensions extrêmes en sont :

Longueur 81 cm

Hauteur 30 cm

Profondeur 30 cm

La détente est mécanique par piston, l'éclairement est effectué par l'arrière au moyen de deux flashes. Pour une description détaillée voir les Réf.(II,d)(II,e).

La chambre est placée dans l'entrefer d'un électro-aimant à retour par culasse ferromagnétique donnant un champ moyen de 20.600 gauss parallèle à l'axe OZ. L'inhomogénéité maximum du champ est de + 4 %, - 5 %. Une carte du champ de 1.440 points, a été relevée et introduite dans les programmes de reconstruction.

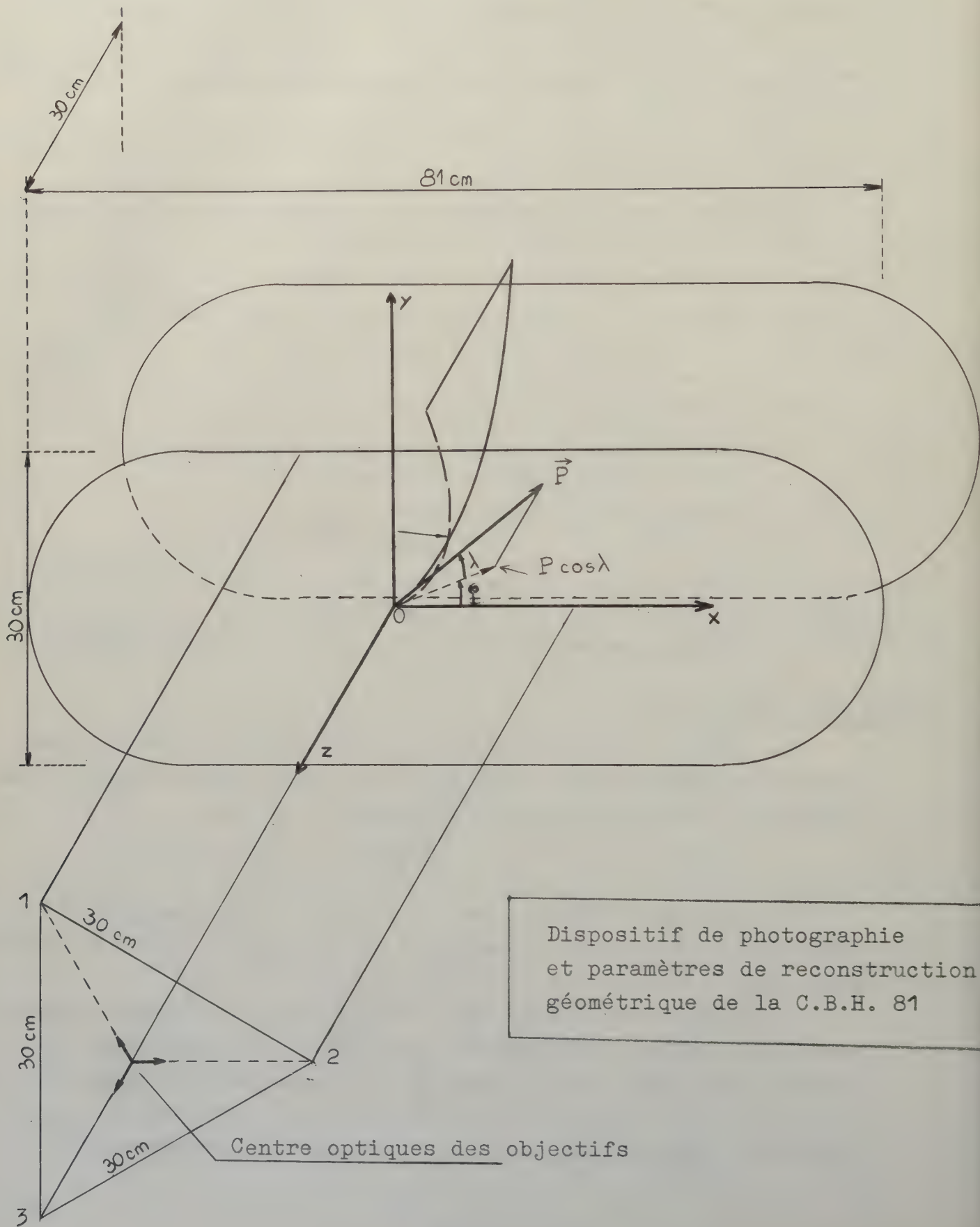


Fig. (II.11)

Les photographies sont prises à l'aide de trois caméras à axes optiques parallèles disposées au sommet d'un triangle équilatéral de 30 cm de coté (Fig.II,11). Le grandissement moyen est 1/10 (Réf.II,d).

L'emplacement des caméras définit par ailleurs les axes géométriques auxquels toutes les mesures sont rapportées.

O est le point milieu de 1 - 3, sur la glace avant

OX dans le sens du faisceau

OY vers le haut

OZ vers l'avant

CHAPITRE III

ETUDE DES EVENEMENTS

CHOIX DES EVENEMENTS.

Types intéressants

Les évènements intéressants pour l'étude du ω^0 , sachant que notre étude porte seulement sur les annihilations avec K^0 ou K chargés, sont des types illustrés par les Fig.(III,1), (III,2), (III,3), (III,4), et correspondent aux réactions ci-dessous :

- | | | | |
|-------|---|---------|---------|
| (1) | $\bar{p} + p \longrightarrow K_1^0 + K_1^0 + \text{neutres}$ | (III,1) | |
| (2) | $\bar{p} + p \longrightarrow K_1^0 + K_1^0 + \pi^+ + \pi^-$ | } | |
| (2') | $\longrightarrow K_1^0 + K_1^0 + \pi^+ + \pi^- + \text{neutres}$ | | (III,2) |
| (3) | $\bar{p} + p \longrightarrow K^+ + K^- + \text{neutres}$ | } | |
| (3') | $\longrightarrow K^+ + \pi^+ + \text{neutres } (K^0)$ | | (III,3) |
| (4) | $\bar{p} + p \longrightarrow K^+ + K^- + \pi^+ + \pi^-$ | } | |
| (4') | $\longrightarrow K^+ + K^- + \pi^+ + \pi^- + \text{neutres}$ | | (III,4) |
| (4'') | $\longrightarrow K^+ + \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + \text{neutres } (K^0)$ | | |

Les évènements des types (2) et (4) sont recherchés pour l'étude du

$$\omega^0 \longrightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$$

Les évènements des types (1) et (3) sont nécessaires pour l'étude des modes neutres du ω^0 .

- Dépouillement

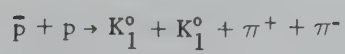
La recherche des évènements intéressants est relativement aisée, elle est faite sans prémesure. Sont retenus comme V^0 tous les évènements se présentant phénoménologiquement en deux branches chargées. Les V^0 issus des réactions indiquées en (1), (2) et (2') sont d'énergie faible, en moyenne (40 Mev) et se désintègrent près de l'annihilation (longueur moyenne de désintégration 2 cm), ce qui donne peu d'ambiguïté sur leur origine. Toutefois quand la présence de plusieurs annihilations voisines rend le discernement impossible, toutes les possibilités sont



Fig. (III, 1)



Fig. (III, 2)



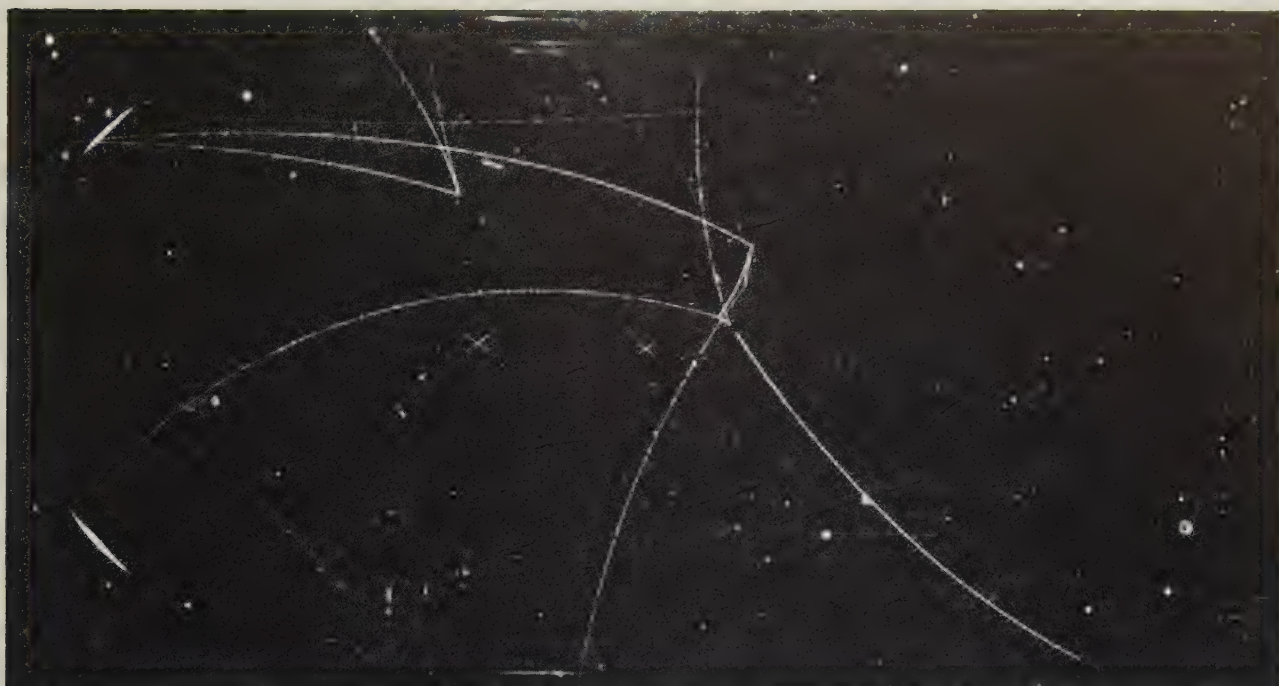


Fig. (III, 3)

$$\bar{p} + p \rightarrow K^+ + K^- + \text{neutres}$$

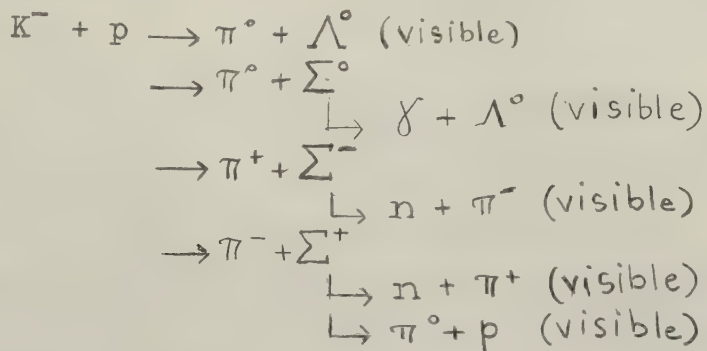


Fig. (III, 4)

$$\bar{p} + p \rightarrow K^+ + K^- + \pi^+ + \pi^-$$

retenues, et le choix de l'origine est fait après mesure.

Les K chargés sont reconnus, s'il s'agit de K^+ par leur désintégration à l'arrêt ou en vol, pour les K^- par leur désintégration ou l'interaction suivant les modes ci-dessous :



La nécessité de ne garder que des traces ayant une bonne longueur et une visibilité suffisante pour que les mesures soient bonnes, a conduit à ne garder que les événements intérieurs à un gabarit placé sur la table de dépouillement, correspondant à :

- 14 cm < X
- 10 cm < Y < + 10 cm

Le dépouillement a également visé à éliminer les traces "pâles" provenant des antiprotons entrés dans la chambre trop peu de temps avant le départ des flashes et produisant des traces grises, les bulles n'ayant pas atteint la taille suffisante. Le retard à l'éclairage est en effet d'environ 0,7 m sec, alors que la durée moyenne du pulse est de 0,7 m sec ; un certain nombre de phénomènes apparaissent donc avec cet aspect "pâle" qui rend incertaine la mesure et impossible les appréciations d'ionisation.

RECONSTRUCTION ET IDENTIFICATION.

- Mesure.

- - - - -

La mesure des événements est faite sur des appareils S.O.M. (ENETRA 110) chaque trace est mesurée sur deux photographies choisies parmi les trois disponibles. Le nombre de points mesurés est de trois à dix par trace suivant sa longueur visible.

Les dispersions de mesure sont de l'ordre de :

- 3μ sur le film pour un point le long d'une trace
- 5μ sur le film pour un point isolé.

- Reconstruction.

Le calcul des événements est effectué sur le calculateur T.E.T. Bull, du Collège de France à l'aide du programme Bull 2. Réf.(III,a). Un schéma de la procédure utilisée pour la reconstruction est donné par la Fig.(III,5).

A la sortie du programme "géométrie", chaque trace apparaît caractérisée par son rayon estimé au centre, l'angle φ avec l'axe OX de la tangente à l'origine de sa projection sur le plan XOY, l'angle λ de la tangente à l'origine avec le plan XOY, sa longueur et les coordonnées de ses origine et extrémité Fig.(II,11).

- Identification.

L'identification se fait à partir d'un programme cinématique et de mesures d'ionisation apparente des traces.

Le programme cinématique utilisé est le G.A.P. (III,b). La Fig.(III,6) donne son organisation générale. La mise au point et l'exploitation du G.A.P. ont été effectuées sur l'I.B.M. 7090 de Saclay.

Le principe de G.A.P. est d'adapter les données relatives à chaque trace à une hypothèse donnée par une méthode de moindre carré avec contraintes.

Les équations de contrainte imposées à chaque point d'interaction ou de désintégration (vertex) sont la conservation de l'impulsion et de l'énergie.

$$\sum \vec{p} = 0$$

$$E_0 - \sum E_i = 0$$

Le programme envisage toutes les hypothèses physiques possibles :

- traces chargées avec hypothèses K et π
- V^0 compatibles avec K^0_1
- Possibilité d'arrêt
- Trace neutre non vue (π^0 ou K^0)

Schéma Bull 2Procédé de calcul

(1) Entrée Coordonnées

Changement de coordonnées afin de rendre les mesures sur 3 vues cohérentes. Coefficients calculés à partir des mesures des croix de références des glaces.

(2) Adaptation de parabole de lissage sur les points mesurés en projection conique

Moindre carré après transformation des coordonnées dans le système d'axes de symétrie de la parabole.

(3) Recherche des coordonnées X, Y, Z dans l'espace, des points se correspondant sur les 2 paraboles de lissage

Procédé par iteration, similaire à la reconstruction du point isolé, s'appuyant sur les paraboles de lissage définies en (2).

(4) Adaptation d'une parabole sur la projection X, Y des points

Moindre carré sur les projections X, Y définies en (3) dans les axes de symétrie propres. Obtention du rayon de courbure moyen R et impulsion moyenne P.

(5) Calcul des angles
azimut φ
latitude λ

$\varphi = \varphi_{\text{corde}} \pm \text{Arcsin} \left(\frac{L_{\text{corde}}}{2 R} \right)$
 λ calculé à partir des points extrêmes

$$\text{tg } \lambda = \frac{Z_n - Z_o}{\text{Longueur arc}}$$

(6) Corrections de P, φ et λ pour différentes hypothèses de masses.

Correction de perte d'énergie sur P, à l'aide d'une table impulsion parcours.

(7) Sortie sur cartes perforées

Trace caractérisée par 2 cartes portant

- Etiquette trace
- Coordonnées des points origine et extrémité
- Longueur
- Impulsion moyenne P, φ et λ

Schéma G A P

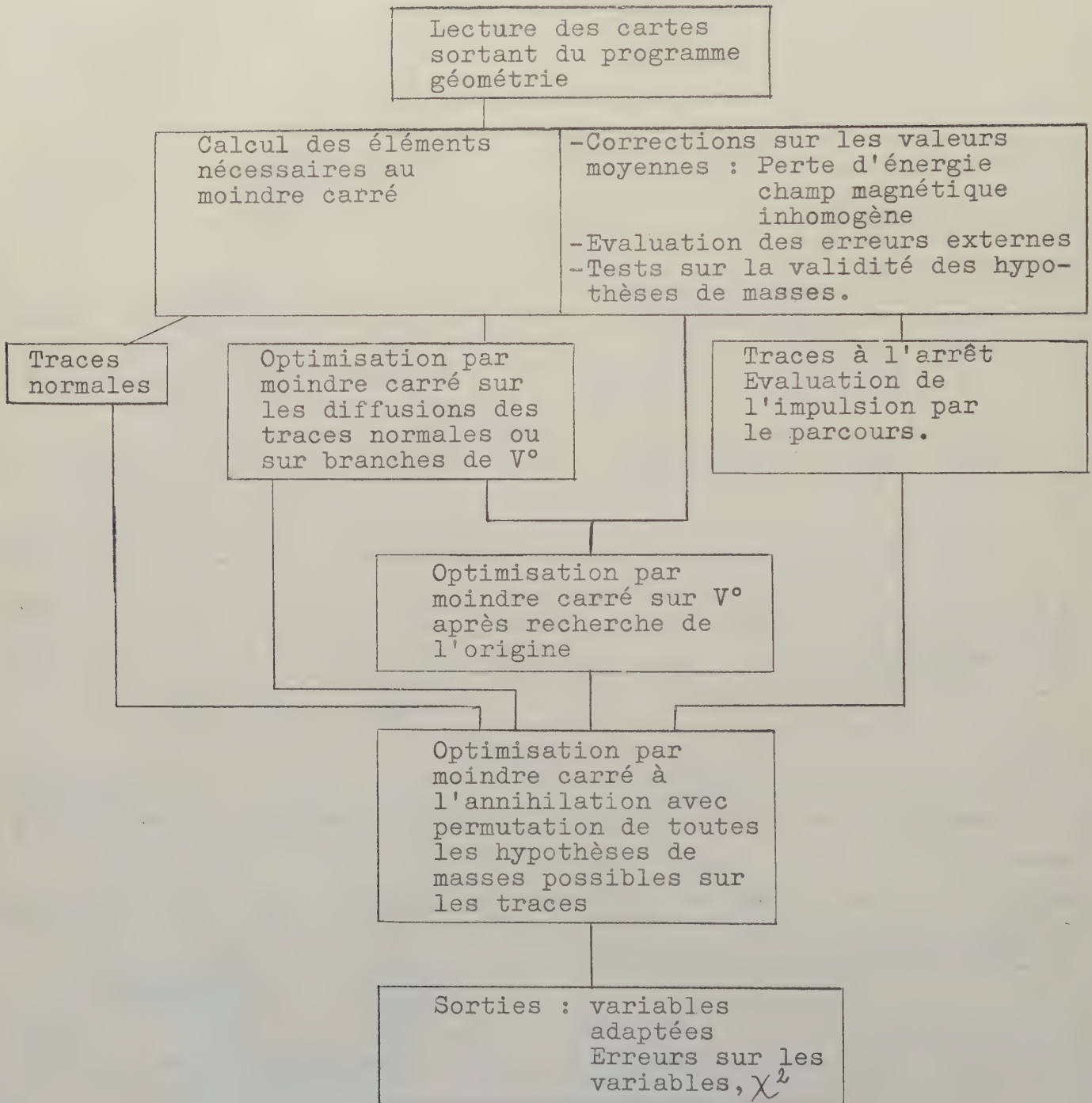


Fig.(III,6)

Chaque hypothèse envisagée est caractérisée par les données les mieux adaptées à chaque trace et un

$$\chi^2_{\text{total}} = \sum_{ij} (X_i - X_i^*) G_{ij} (X_j - X_j^*)$$

où X_i et X_i^* sont respectivement les quantités mesurées et adaptées et G_{ij} la matrice inverse de la matrice d'erreur.

Les erreurs affectées aux quantités mesurées sont uniquement évaluées en fonction d'une erreur de pointé type et de la diffusion coulombienne à l'exclusion d'autres termes. Les trois variables gaussiennes caractérisant chaque trace sont $\frac{0,3 B}{P \cos \lambda}$ (flèche projetée), $\text{tg } \lambda$ et φ . La matrice d'erreur G_{ij}^{-1} caractérisant la trace est de la forme ci-dessous :

$$\begin{array}{l} \frac{0,3 B}{P \cos \lambda} \\ \varphi \\ \text{tg } \lambda \end{array} \left[\begin{array}{cc} \left(\frac{64 \varepsilon_1^2 \gamma^2}{L_p^4} + \frac{8}{3 \lambda L_p \cos^3 \varphi} \right) & \left(-\frac{24 \varepsilon_1^2 \gamma^2}{L_p^3} - \frac{4}{3 \lambda \cos^3 \varphi} \right) \\ \left(-\frac{24 \varepsilon_1^2 \gamma^2}{L_p^3} - \frac{4}{3 \lambda \cos^3 \varphi} \right) & \left(\frac{2 \varepsilon_1^2}{L_p^2} + \frac{16 \varepsilon_1^2 \gamma^2}{L_p^2} + \frac{4}{3 \lambda \cos^3 \varphi} \right) \end{array} \right] \begin{array}{c} 0 \\ 0 \\ \left(\frac{\cos^4 \varphi}{L_p^2} (2 \varepsilon_1^2 + 2 \varepsilon_1^2 \text{tg } \varphi) + \frac{2 L_p}{3 \lambda \cos^3 \varphi} \right) \end{array}$$

- ε_1 erreur de pointé en X et Y -

- ε_2 erreur de reconstruction en Z

- L_p longueur projetée sur le plan XOY

- γ facteur dépendant du nombre de points de mesure :

$$\gamma = 1,22 \text{ pour 3 points}$$

$$\gamma = 1,07 \text{ pour 5 points}$$

- $\lambda = \frac{4}{\langle \Theta^2 \rangle} \sqrt{\langle \Theta^2 \rangle}$ angle quadratique moyen de diffusion par unité de longueur.

Le procédé de géométrie de calcul de φ crée une corrélation entre la mesure de $P \cos \lambda$ et le calcul de φ , d'où l'existence d'un terme non diagonal.

Les χ^2 pris individuellement ne donnent qu'une série de probabilités pour les différentes hypothèses, l'identification certaine est faite par l'étude de l'ionisation des branches chargées, pour reconnaître les π des K qui ne se désintègrent pas dans la chambre. Ceci est particulièrement important pour les événements des types (3) et (4).

L'estimation d'ionisation est faite par mesure des lacunes successives entre bulles, Réf.(III,3), à un grandissement voisin de 300. Méthode bien adaptée pour distinguer les

K des π entre 200 et 700 Mev/c (Fig.III,7). Toutefois pour des angles λ grands ($\lambda > 70^\circ$), traces très inclinées par rapport aux glaces, les lacunes ne s'individualisent plus par suite du recouvrement apparent des bulles et l'ionisation ne peut plus être estimée, un certain nombre d'évènements du type (3) seront ainsi classés "ambigus".

Le χ^2 et la masse effective ont été retenus comme critères d'identification des K_1^0 , le χ^2 et la masse manquante à l'annihilation ont été pris comme critère d'identification des évènements à 0 π^0 ou 1 π^0 manquant. Des coupures dans les distributions de χ^2 ont été faites en conséquence pour éliminer les évènements mal mesurés Fig.(III,11) et (III,12).

Un évènement étant identifié dans une hypothèse reconnue valable, les valeurs des variables obtenues dans l'optimisation correspondante seront utilisées ultérieurement au lieu des variables mesurées.

- Utilisation

Un certain nombre de programmes annexes sur I.B.M. 7090 ont été écrits pour utiliser les résultats cinématiques sortis de G.A.P.

Leur but est d'extraire les masses effectives des différentes associations de particules, prises deux à deux ou trois à trois, et les quantités dans le système du centre de masse relatif à chaque combinaison : impulsion, paramètres de Dalitz angles entre plans de désintégration...

Les calculs ont été effectués, tantôt sur les quantités mesurées, tantôt sur les quantités optimisées, il sera précisé dans chaque utilisation particulière les valeurs employées.

ELIMINATION DES EVENEMENTS.

- Elimination des évènements en vol.

Tous les évènements sélectionnés par le dépouillement et retenus pour la mesure, ne sont pas exploitables.

Notre étude se bornant aux antiprotons à l'arrêt, il faut distinguer ces derniers des annihilations en vol. Par suite de la dispersion en impulsion du faisceau, les points d'arrêts

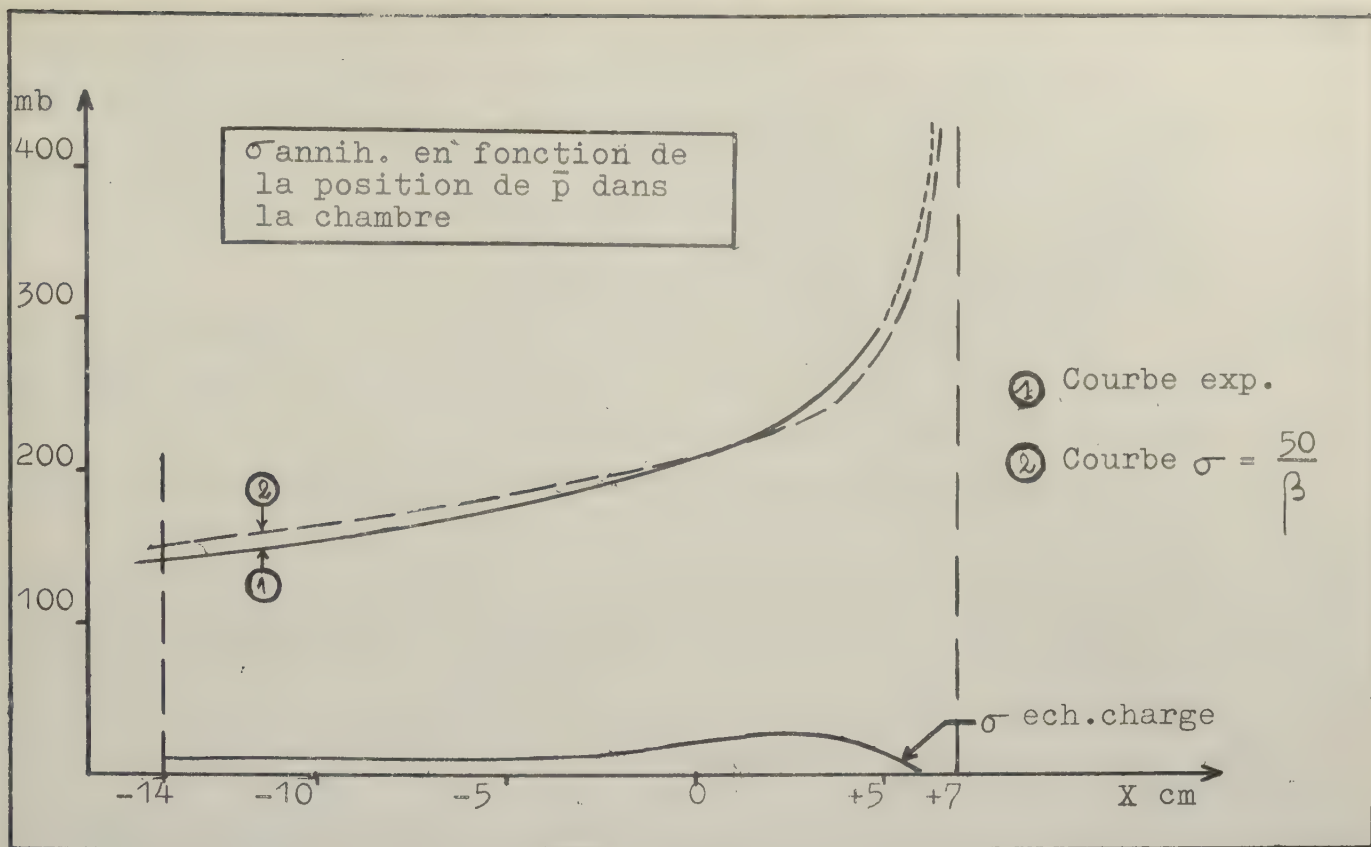


Fig.(III,8)

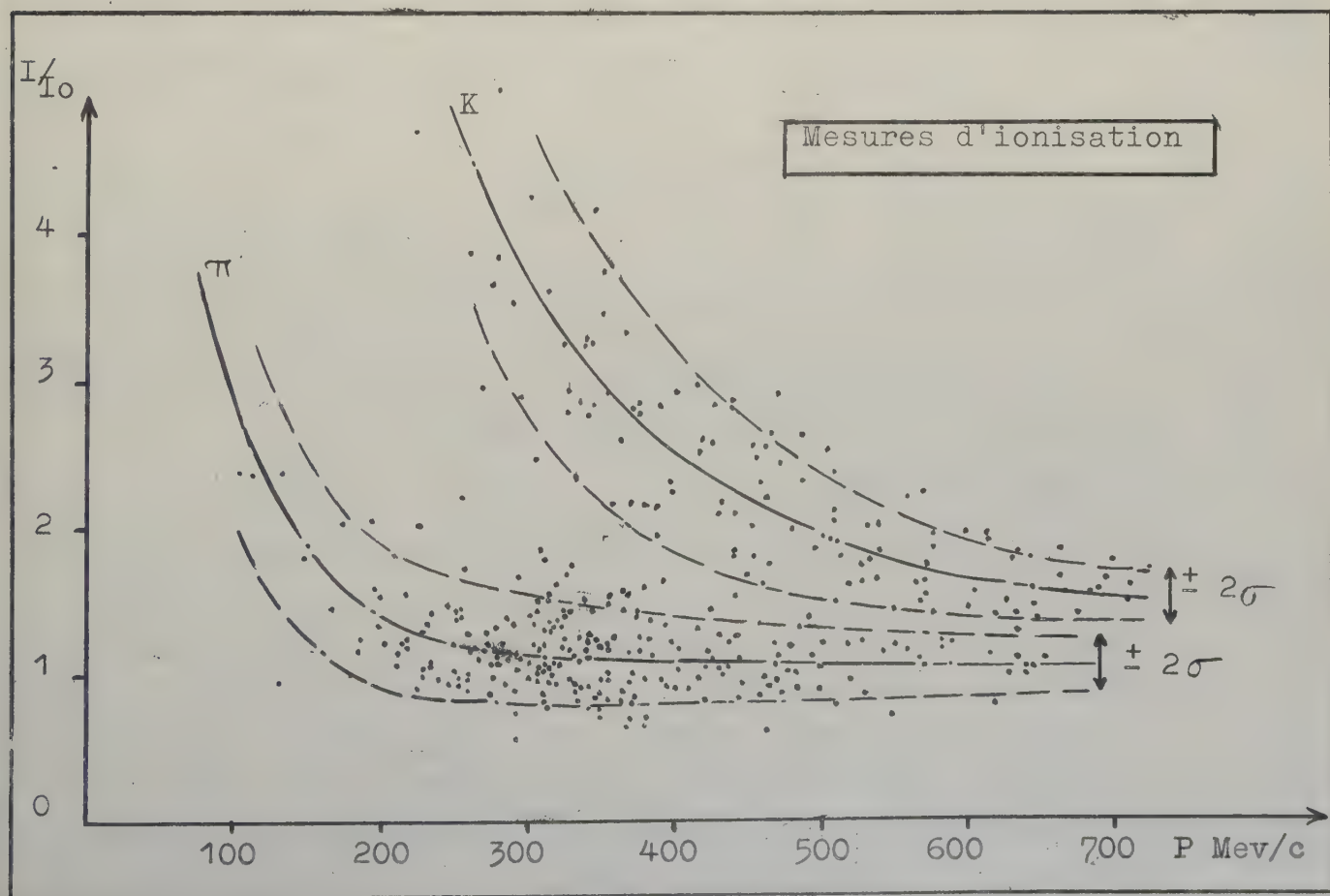


Fig.(III,7)

sont répartis sur une notable longueur (dispersion longitudinale à mi-hauteur : 12 cm), et dans le domaine $(-14 \text{ cm} < x)$ retenu pour la mesure on doit s'attendre à trouver une contamination d'annihilations en vol qu'il faut éliminer.

1) Estimation du nombre d'évènements en vol :

Nous avons estimé a priori le nombre d'évènements en vol contenus dans les 21 cm de longueur moyenne de trace conservée dans le volume de dépouillement.

En prenant comme relation liant le parcours R à l'impulsion P :

$$R = R_0 P^{3,6} \quad (\text{Réf. III, d})$$

et pour valeur de la section efficace d'annihilation à basse énergie

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{\beta}$$

Ce qui est justifié par les résultats de la réf. (III, e), Fig. (III, 8), on obtient une relation approchée pour le nombre d'annihilations en vol entre une valeur de l'impulsion P et l'arrêt :

$$\left(\frac{n \text{ en vol}}{n \text{ total}} \right)_{P=0}^P = 1 - \exp \left(- \frac{3,6}{2,6} m_p R_0 N \sigma_0 P^{2,6} \right)$$

N = nombre de protons par cm^3

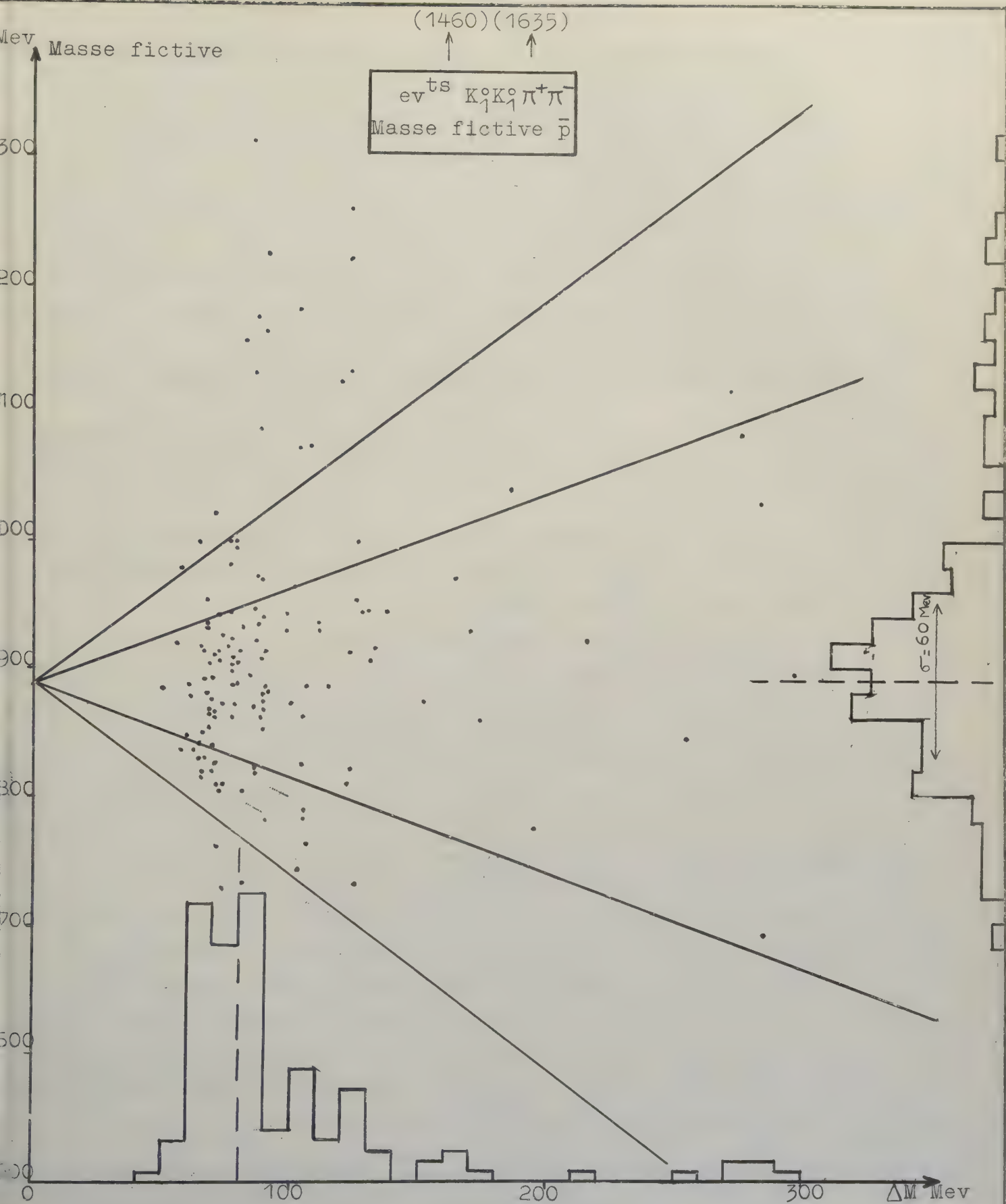
soit, entre 337 Mev/c ($x = -14 \text{ cm}$) et 0 ($x = +7 \text{ cm}$), avec $\sigma_0 = 50 \text{ mb}$

$$\frac{n \text{ en vol}}{n \text{ total}} = 0,860, \text{ soit } 14 \% \text{ de contamination en vol}$$

Une possibilité nous est offerte pour tenter d'éliminer ces évènements, que nous allons exposer.

2) Test des arrêts :

Bien que sa mesure ne soit pas utilisée dans la cinématique pour l'optimisation des données, l'antiproton a été mesuré, et le programme géométrie fournit la longueur du segment de trace mesuré et l'impulsion au milieu de ce segment. A partir de ces deux données, un sous-programme de cinématique calcule la masse "fictive" qui s'en déduit par la relation impulsion parcours, et également l'erreur sur cette masse provenant de l'erreur de mesure.



Le diagramme (III,9) présente la distribution de la masse fictive M , en fonction de l'erreur ΔM sur cette masse fictive. Les histogrammes de projection M et ΔM montrent trois choses.

- 1) La masse fictive moyenne calculée n'est pas centrée sur 938 Mev, mais sur 890 Mev. Ceci provient de l'erreur systématique introduite par le procédé de reconstruction géométrique sur une trace à forte perte d'énergie. L'impulsion au point milieu fournie par le programme est l'impulsion déduite du rayon moyen, celle-ci est inférieure à l'impulsion au point milieu.
- 2) La distribution expérimentale a une demi-largeur estimée à 60 Mev.
- 3) L'erreur moyenne calculée est voisine de 80 Mev. Ces deux erreurs permettent de délimiter un angle d'erreur à 1 écart et à 2 écarts.

Seuls les événements dont le point figuratif est à l'intérieur de l'angle 2 écarts ont été retenus comme présentant une bonne certitude d'arrêt.

Le pourcentage d'événements éliminés par cette méthode est voisin de 9 %, ce sont uniquement les événements éliminés de cette façon qui sont indiqués "En vol" dans le tableau (III,1)

Nous constatons que le pourcentage trouvé est inférieur à celui calculé, (14 %), une élimination complémentaire est donc nécessaire pour purifier au mieux le lot des arrêts.

- Autres causes d'éliminations.

Les éliminations ultérieures auront pour objet de ne garder dans notre lot d'événement que les événements bien mesurés. Pour ce faire deux critères ont été appliqués :

- 1) Coupages du domaine d'annihilation : ceci a pour objet de laisser à chaque trace une longueur minimum compatible avec une bonne mesure. Au dépouillement avaient déjà été appliquées des coupures en X et Y, nous appliquons également une coupure en Z.
 $- 29 \text{ cm} < Z_{\text{point d'annihilation}} < - 3 \text{ cm}$
- 2) Coupages en χ^2 : Cette coupure est double pour les événements avec K^0 , car elle s'applique d'abord au K^0 , de façon à éliminer les K_S^0 vus, puis à l'annihilation elle-même.

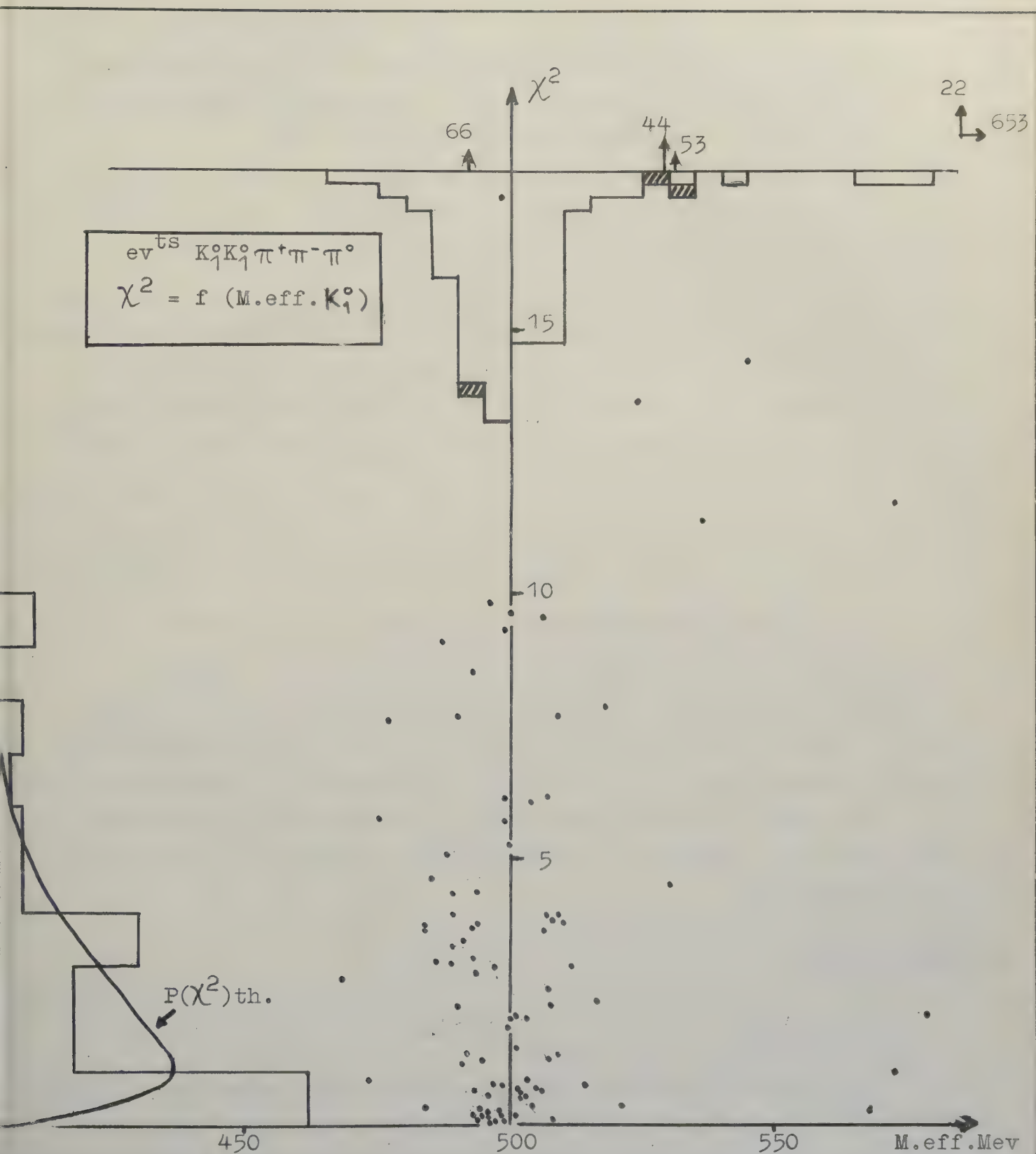


Fig.(III,10)

La Fig. (III,10) montre la distribution de χ^2 des V^0 , celle-ci est en assez bon accord avec une distribution à trois degrés de liberté. Ont été considérés comme suspects et éliminés les événements ayant $\chi^2 > 15$.

Pour les événements du type (1) ce critère est le seul qui en conditionne le choix, toutefois ont été spécialement marqués les événements compatibles avec la réaction :



Pour les événements des types (2) et (4), ont été représentés les diagrammes (III,11) et (III,12) donnant pour chaque événement χ^2 et masse manquante à l'annihilation. Pour les événements à 4 corps ($K\bar{K}\pi^+\pi^-$) le χ^2 suit une distribution à 4 degrés de liberté et la masse manquante est centrée sur 0. Sont conservés les événements ayant $\chi^2 < 20$.

Pour les événements à 5 corps ($K\bar{K}\pi^+\pi^-\pi^0$) le χ^2 suit une distribution à 1 degré de liberté et la masse manquante est centrée sur 135 Mev. Sont conservés les événements ayant $\chi^2 < 5$.

Ces éliminations successives ont contribué à éliminer encore quelques événements en vol, car l'hypothèse d'arrêt imposé à l'antiproton dans le traitement cinématique rend l'adaptation complètement aberrante, ceci se traduisant par un χ^2 en général grand. Les coupures en χ^2 ont donc le double usage d'éliminer les mauvaises mesures et la contamination résiduelle d'événements en vol.

Finalement nous estimons que la contamination d'événements en vol parmi les événements définitivement retenus est inférieure à 2 % en moyenne.

LOT D'EVENEMENTS.

A titre indicatif nous avons voulu représenter dans le tableau (III,13) la répartition des événements dans le lot des 36 films ayant subi le redépouillement.

Les quatre premières cases se réfèrent aux réactions (1), (2), (3) et (4) exposées en tête de ce chapitre. Les deux dernières correspondent à des types d'événements qui n'ont pas été mentionnés jusqu'ici, se présentant au dépouillement sous forme $V^0 + 4$ branches chargées. Parmi ces branches chargées nous pouvons avoir des K chargés ce qui se produit dans la majorité des cas mais aussi un

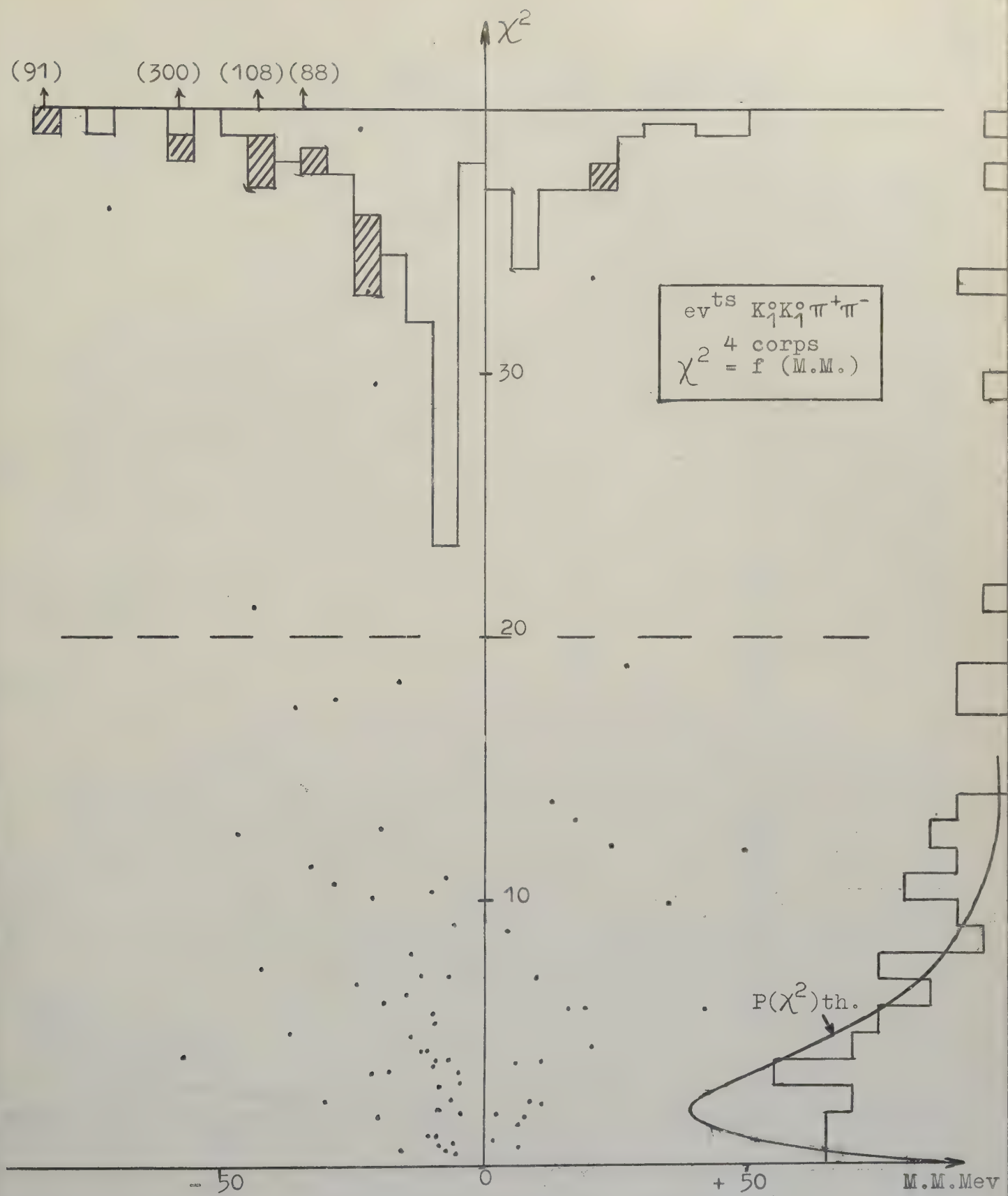


Fig.(III,11)

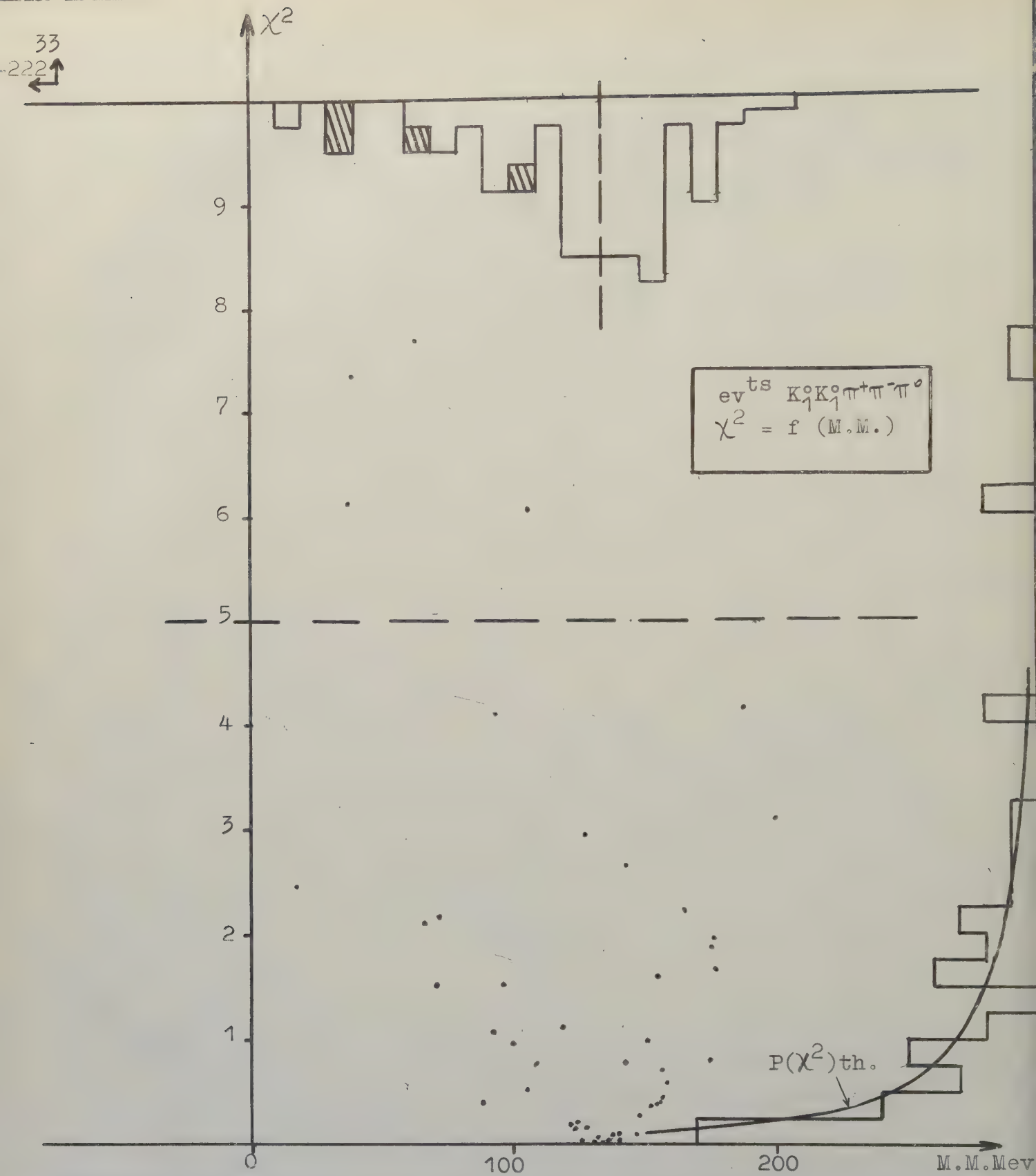


Fig.(III,12)

Dépouillement	Classe Physique	Éliminés
(1) $V^0 + V^0 + \text{neutres} :$	$K_1^0 + K_1^0 + \pi^0 \longrightarrow 24$ $K_1^0 + K_1^0 + (\text{neutres} > 1 \pi^0) \longrightarrow 20$	Non mesurables $\longrightarrow 4$ en vol $\longrightarrow 3$ Présence d'un $K_2^0 \longrightarrow 4$
(2) $V^0 + V^0 + 2 \text{ chargées} :$	$K_1^0 + K_1^0 + \pi^+ + \pi^- \longrightarrow 80$ $K_1^0 + K_1^0 + \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \longrightarrow 46$ $K_1^0 + K_1^0 + \pi^+ + \pi^- + (\text{neutres} > 1 \pi^0) \longrightarrow 1$	Non mesurables $\longrightarrow 3$ en vol $\longrightarrow 12$ Présence d'un $K_2^0 \longrightarrow 3$
(3) $K^\pm + 1 \text{ chargée} :$	$K^+ + K^- + \pi^0 \longrightarrow 13$ $K^\pm + \pi^\mp + K^0 \longrightarrow 12$ $K^+ + K^- + (\text{neutres} > 1 \pi^0) \longrightarrow 82$ $K^\pm + \pi^\mp + (\text{neutres} > 1 \pi^0) \longrightarrow 115$ $K^\pm + 1 \text{ chargée} \longrightarrow 27$ (nature indéterminée)	Non mesurables 16 en vol 23
(4) $K^\pm + 3 \text{ chargées} :$	$K^+ + K^- + \pi^+ + \pi^- \longrightarrow 154$ $K^+ + K^- + \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \longrightarrow 171$ $K^\pm + \pi^\mp + \pi^\pm + \pi^\mp + K^0 \longrightarrow 48$	Non mesurables 31 en vol 38
$K^\pm + 5 \text{ chargées} :$	$K^+ + K^- + \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + \pi^- \longrightarrow 1$	Non mesurables 1
$V^0 + 4 \text{ chargées} :$	$K^0 + \bar{K}^0 + \pi^+ + \pi^- \longrightarrow 8$ $K^0 + \bar{K}^0 + \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \longrightarrow 6$ $K^0 K^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \longrightarrow 23$ $K^0 K^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \longrightarrow 19$	Non mesurables 5 en vol 4 Présence d'un K_2^0 (ou Λ^0) 4

Tableau (III, 13)

d'évènement se rattachant aux types (2) et (2'): ce sont les évènements où le K_1^0 se désintégrant à une distance de l'origine inférieure à la distance minimum détectable au dépouillement, les π de désintégration sont confondus avec les π issus directement de l'annihilation.

Seul le traitement cinématique permet de restituer la véritable nature de l'évènement et de retrouver quelques évènements des types (2) et (2').

Précisons enfin que les évènements indiqués "en vol" ont été reconnus sur le seul test de masse de l'antiproton, c'est, en effet, la seule élimination que nous puissions faire sur l'ensemble des évènements. Par la suite nous effectuerons ou non les éliminations par χ^2 selon l'usage qu'il sera fait des évènements, car cette coupure n'est pas toujours possible, en particulier pour les évènements (1), (3) et (3').

CHAPITRE IV

ETUDE DU ω^0

Dans ce chapitre nous montrerons la présence du ω^0 dans nos évènements, et reprendrons une étude des propriétés de cette particule dans son mode de désintégration $\pi^+\pi^-\pi^0$, à savoir : masse, largeur, nombres quantiques.

Pour cette étude nous utiliserons tantôt la totalité des évènements issus de nos films, tantôt un lot partiel de 36 films ayant subi un redépouillement complet qui nous permet d'atteindre une efficacité de détection évaluée à 98 %, et donc de nous affranchir au maximum des pertes par défaut d'observation. Pour chaque cas particulier il sera précisé à quel lot il est fait appel.

OBSERVATION DU ω^0

En vue de détecter la présence d'éventuelles résonances dans nos évènements, nous avons effectué toutes les combinaisons de masses effectives de particules prises deux à deux et trois à trois. La Fig.(IV,1) représente cette série d'histogrammes appliqués aux évènements $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ extraits du lot restreint de 36 films.

Les combinaisons 2 corps, 3 corps accolées, correspondent à des lots de particules complémentaires ; dans les histogrammes (1) par exemple le système $\pi^0 \pi^\pm$ a pour complément le système $K_1^0 K_1^0 \pi^\pm$ en regard.

Sur chaque histogramme est normalisé un spectre d'espace de phase covariant relativiste correspondant à une production purement statistique des particules Réf.(IV,a).

$$\rho = \frac{d}{dM_{ij\dots k}} \left(\left(\prod_i d^4 q_i \delta(q_i^2 - m_i^2) \right) \delta(E_0 - \sum E_i) \delta(\sum p_i) \right)$$

On constate qu'aucune distribution ne suit exactement les spectres calculés. Toutefois les écarts les plus significatifs sont

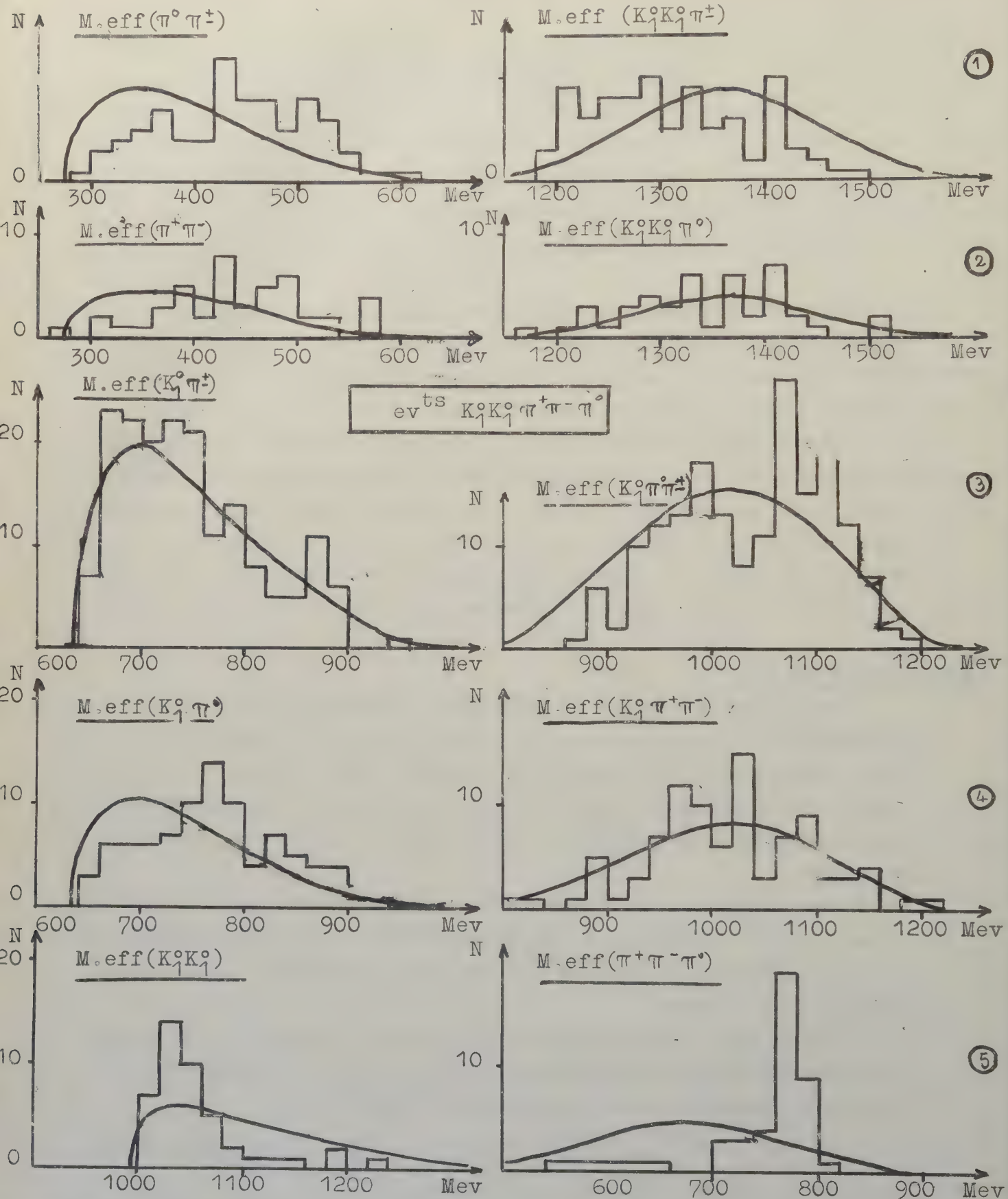


Fig. (IV,1)

observés pour les histogrammes (5) où il apparaît que les masses 3π sont groupées vers les valeurs fortes, les masses $K\bar{K}$ étant très basses. Ces deux effets ne sont pas strictement complémentaires : en effet, si une masse 3π très élevée contraint la masse effective $K\bar{K}$ à se tasser vers les valeurs basses, inversement une valeur très proche du seuil de masse effective $K\bar{K}$ (due à un effet $K\bar{K}$ à basse énergie) laisse la liberté à la masse 3π d'être très étalée. A l'appui de ceci nous montrons en figure (IV,2) les histogrammes des masses effectives $K^0 K^\pm$ et $\pi^+ \pi^- \pi^0$ issus des événements $K^0 K^\pm \pi^+ \pi^- \pi^0$. on y remarque une contraction vers les masses effectives faibles des 2 K, alors que les masses effectives 3π demeurent très étalées.

Ceci nous amène à penser que l'effet caractéristique dans nos événements est l'effet de résonance $\pi^+ \pi^- \pi^0$ centré sur 780 Mev de masse effective, c'est-à-dire le ω^0 , celui-ci se manifestant très fortement, dans une proportion que nous évaluerons ultérieurement voisine de 65 % dans la production $K^0 \bar{K}^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$.

Dans cette perspective les déformations des autres distributions sont aisément explicables. Nous verrons en fin de ce chapitre que les masses effectives des combinaisons de 2 π provenant de la désintégration du ω^0 sont normalement élevées et de même les combinaisons trois à trois en $K\pi\pi$.

L'étude des événements $K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$ nous amène également à constater une présence abondante du ω^0 , fig.(V,1). Toutefois nous devons être beaucoup plus circonspects dans nos affirmations pour cette catégorie d'événements, par suite de nos fortes pertes en événements dues à notre choix des K chargés au dépouillement. Nous reviendrons plus longuement au chapitre VI sur ces difficultés, qui en fait ne mettent pas en cause la présence du ω^0 .

MASSE DU ω^0 .

Nous utiliserons pour la détermination de celle-ci, de même que pour l'étude de la largeur du ω^0 au paragraphe suivant, la totalité de nos événements, car les mesures sont suffisamment homogènes pour que nous puissions définir des erreurs du même ordre pour les deux lots.

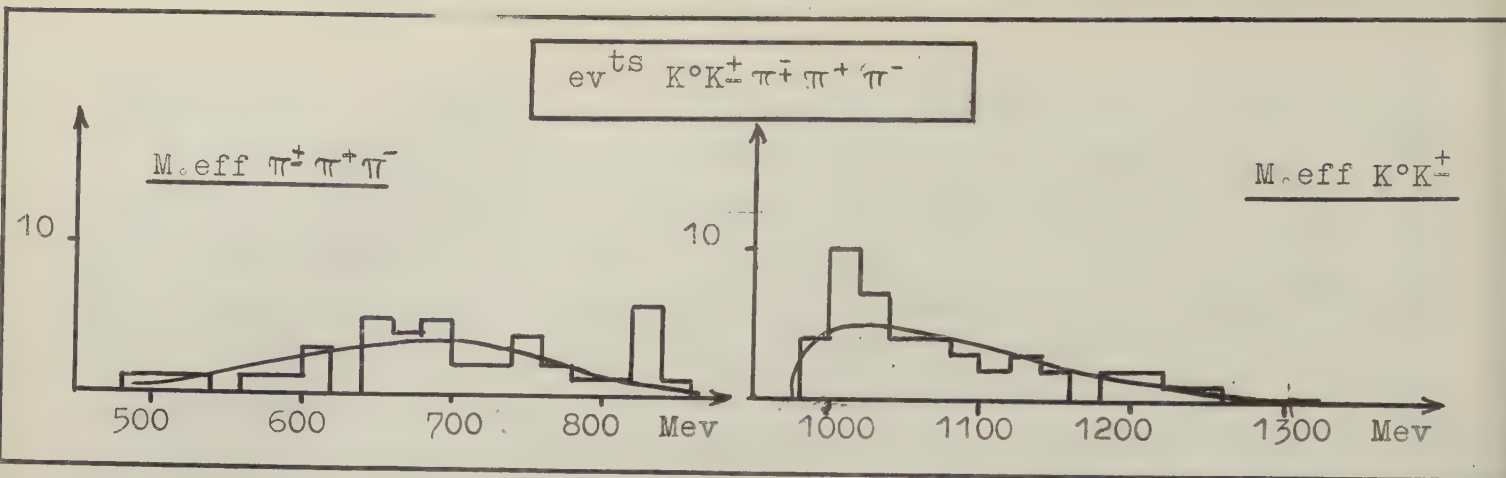


Fig.(IV,2)

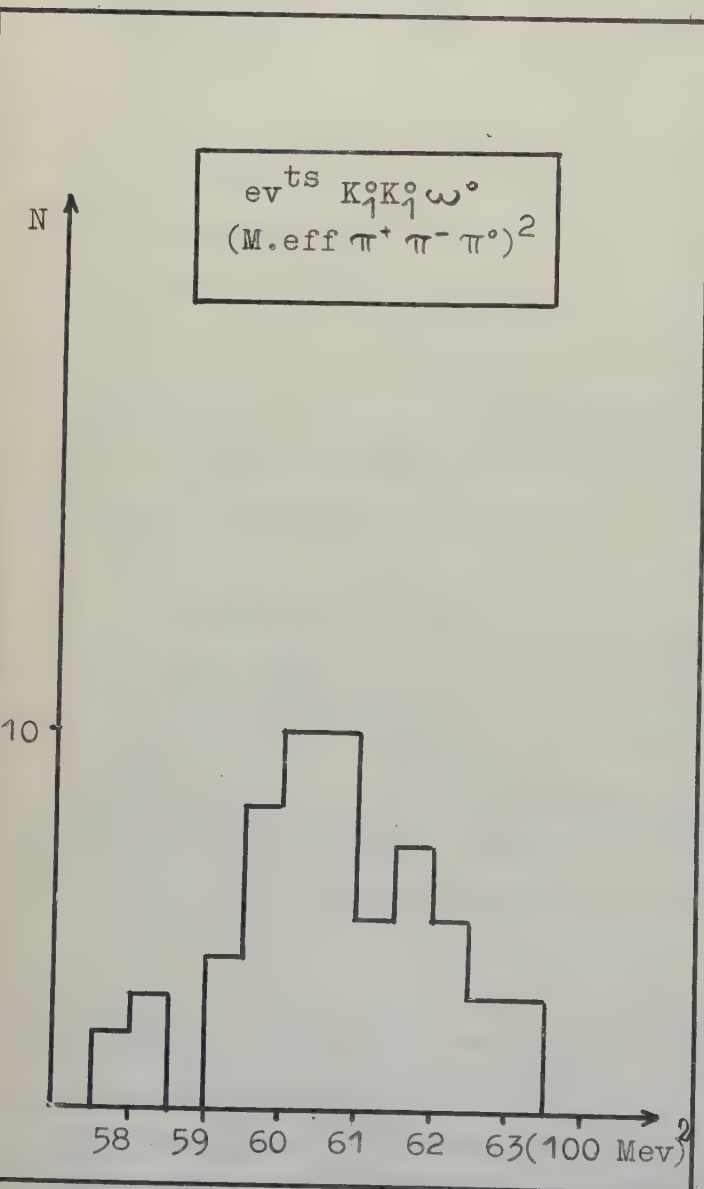


Fig.(IV,3)

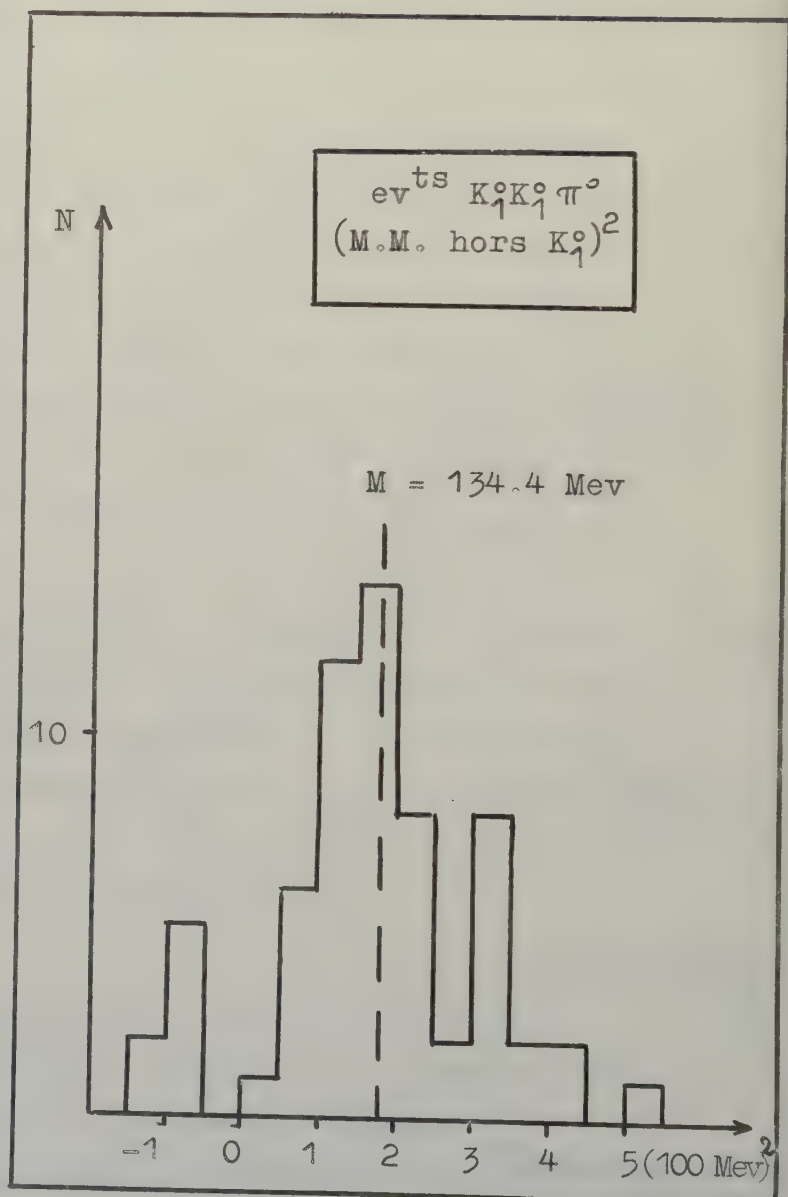


Fig.(IV,4)

Deux types d'évènements sont disponibles pour l'évaluation de la masse, les ω^0 associés avec des K^0 Fig.(V,3) et ceux associés avec $K^{\pm}$ Fig.(V,1).

- Détermination de la masse à partir des évènements avec K chargés.

Pour ceux-ci, la mesure peut être entachée d'une erreur systématique due au processus de reconstruction géométrique. En effet, la grande majorité des évènements considérés comporte au moins un K à l'arrêt, parfois deux. Ces traces dont l'impulsion varie beaucoup s'éloignent sensiblement de l'hélice circulaire, et du cercle en projection. La reconstruction de ces traces à l'aide d'une parabole adaptée n'est qu'une approximation assez grossière. Nous pouvons avoir une idée des déformations introduites grâce à l'étude des mesures de l'antiproton exposée au chapitre III. Nous voyons que l'impulsion calculée par le programme de géométrie est plus petite que l'impulsion au centre de la trace, de même la direction est sensiblement faussée, mais alors la mauvaise détermination augmente l'erreur statistique sans introduire de déplacement systématique de la moyenne. De plus dans les évènements dont la mesure d'impulsion des K est imprécise, on a supposé que le K s'arrêtait: hypothèse beaucoup plus probable que l'interaction ou la désintégration en vol (Probabilité de 5 contre 1 environ). Alors la détermination de l'impulsion par le parcours en donne une évaluation plus précise, mais sousestimée.

Nous voyons donc que, soit que nous évaluions l'impulsion par adaptation de parabole ou par parcours, si l'arrêt n'est pas certain, l'impulsion est sous évaluée. Le traitement cinématique peut d'une certaine façon compenser ceci et rétablir le K dans ses valeurs réelles, mais la restriction très stricte imposée par l'arrêt ne permet guère son évolution.

En résumé, les erreurs systématiques introduites dans la mesure des K chargés doivent nous donner des masses ω^0 trop fortes et une dispersion plus grande.

En fait les résultats sont, calculés en gardant les évènements entre les deux limites

$$755 \text{ Mev} < M_{\omega^0} < 815 \text{ Mev}$$

$$M_{\omega^0} = 784,5 \text{ Mev}$$

$$\sigma = 13,5 \text{ Mev}$$

La moyenne de l'erreur individuelle pour chaque évènement est voisine de 10 Mev.

Pour les raisons développées ci-dessus nous attribuerons peu de valeur à cette mesure, dans l'impossibilité où nous sommes de chiffrer nos erreurs systématiques.

- Détermination de la masse à partir des évènements avec K_1^0 .

Dans nos évènements à K_1^0 nous avons trois raisons de croire à la validité des mesures.

- 1) Nous n'avons plus le problème des traces à forte perte d'énergie, car les π émis ont en moyenne 250 Mev/c, valeur bien mesurable.
- 2) Les évènements subissent deux traitements cinématiques successifs le premier est une adaptation cinématique des K_1^0 , le second un traitement de l'ensemble de l'évènement.

Nous avons de bonnes raisons de croire que le traitement cinématique des K_1^0 , les fait évoluer vers les valeurs réelles de leurs paramètres. En effet, si nous prenons les évènements avec production pure $K^0\bar{K}^0$ (annihilation en 2 corps), l'impulsion des K est parfaitement définie et doit être égale à 794,9 Mev/c. La valeur expérimentale obtenue sur les K_1^0 correspondants mesurés est de 796 Mev/c, non significativement différente de la valeur théorique.

- 3) Si nous prenons les évènements du type (1), soit $K_1^0 K_1^0$ neutres, pour lesquels le carré de la masse manquante est $< 5 \cdot 10^4 \text{ Mev}^2$, et le χ^2 compatible avec une annihilation suivant le mode.

$$\bar{p} + p \longrightarrow K_1^0 + K_1^0 + \pi^0,$$

la distribution représentée dans la Fig.(IV,4) a pour moyenne

$$M_{\pi^0} = (134,4 \pm 6,5) \text{ Mev},$$

ce qui est parfaitement compatible avec la masse

$$\pi^0 = 135,1 \text{ Mev}.$$

Nous pensons donc que la masse du ω^0 calculée à partir des évènements K_1^0 ne comporte pas d'erreur systématique importante.

Pour la calculer nous avons conservé les évènements dont le carré de la masse effective $\pi^+\pi^-\pi^0$, tombe entre les limites $57,8 \cdot 10^4 \text{ Mev}^2 < \bar{M}^2 < 64 \cdot 10^4 \text{ Mev}^2$ (approximativement 4σ).

Ceci nous laisse 60 évènements pour lesquels

$$M_{\omega^0}^2 = 60,74597 \cdot 10^4 \text{ Mev}^2$$

$$M_{\omega^0} = 779,4 \text{ Mev}$$

La Fig.(IV,5) représente en (1) la distribution en fréquence cumulée des événements dans la bande choisie, à l'aide d'une échelle gaussienne. La droite la mieux adaptée montre que la répartition est raisonnablement gaussienne avec un écart type

$$\sigma (M^2) = 1,316 \cdot 10^4 \text{ Mev}^2$$

d'où nous déduisons

$$\sigma (M) = \frac{\sigma (M^2)}{2 M} = 8,5 \text{ Mev}$$

L'indétermination sur la moyenne est alors estimée par fluctuation purement statistique.

$$\Delta m = \frac{\sigma (M)}{\sqrt{n}} = 1,1 \text{ Mev}$$

La valeur finale obtenue pour la masse du ω^0 est donc :

$$M_{\omega^0} = (779,4 \pm 1,1) \text{ Mev}$$

LARGEUR DU ω^0

Nous pouvons atteindre une évaluation de la largeur du ω^0 par deux voies.

1) La première sera à partir de la largeur estimée ci-dessus.

Cette largeur expérimentale comporte une part d'erreur expérimentale et une part éventuelle de largeur naturelle.

L'erreur individuelle calculée pour chaque événement est en moyenne de 8 Mev, mais elle est évidemment liée aux estimations des erreurs de mesure. Or nous avons dû, pour tenir compte des erreurs systématiques, forcer les valeurs des erreurs statistiques estimées, en particulier l'erreur sur l'impulsion, ce qui rend la valeur finale de l'erreur sur la masse des sujets à caution et probablement également surestimée. On ne peut donc valablement se baser sur cette erreur calculée pour en tirer des conséquences quant à la largeur naturelle du ω^0 .

Par cette voie nous ne pouvons affirmer que $\Gamma (\omega^0)$ ait pour limite inférieure 0, et notre limite supérieure obtenue est assez élevée :

$$\Gamma (\omega^0) < 17 \text{ Mev}$$

2) La seconde voie nous permet d'une certaine façon de nous affranchir de l'incertitude sur la détermination des erreurs.

Si nous considérons les événements $K_1^0 K_1^0$ neutres et $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$, en ne prenant en compte que les K_1^0 après le premier passage en

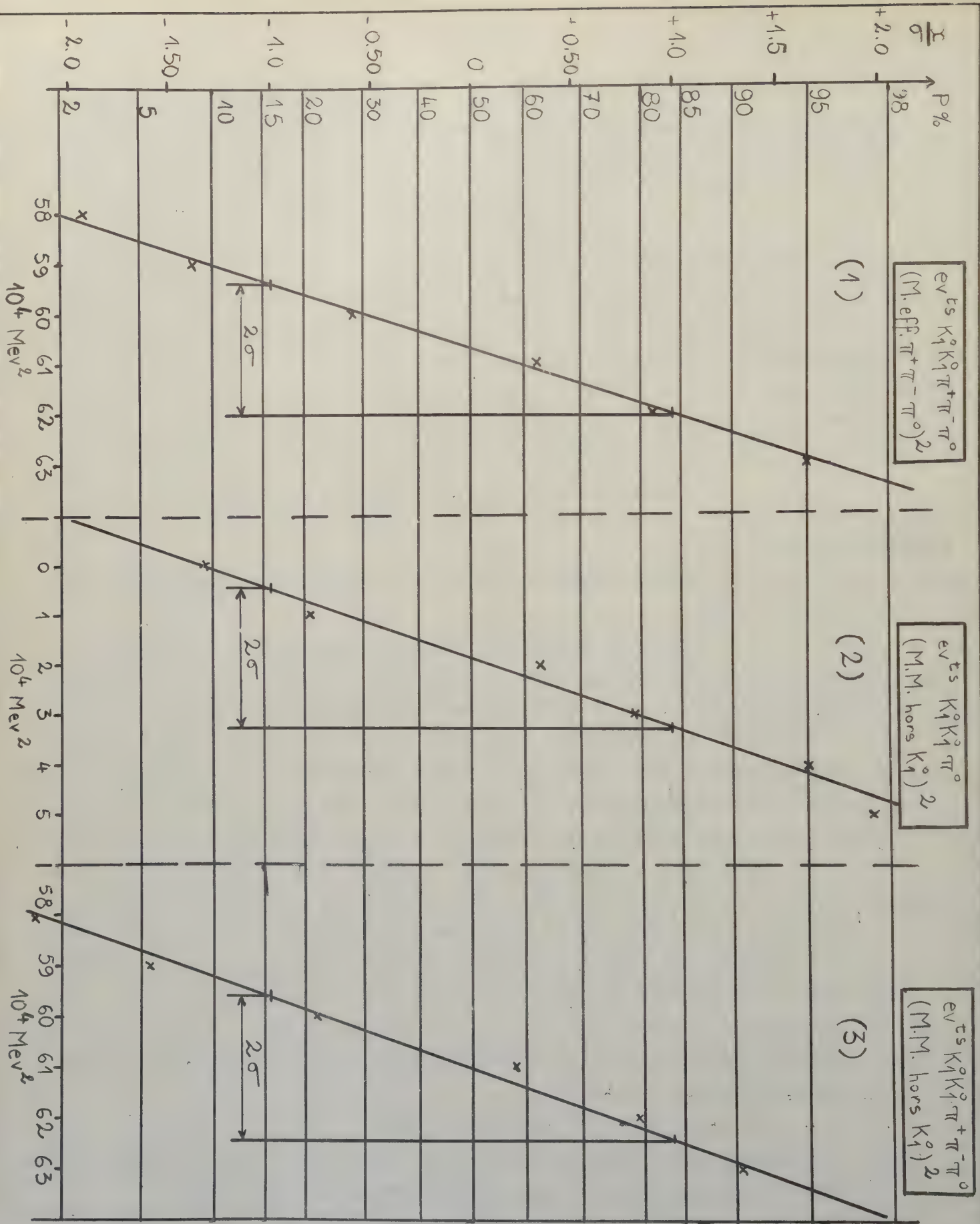


Fig. (N.5)

cinématique. Comme nous l'avons exposé plus haut dans ce chapitre, l'action de la cinématique semble faire évoluer les K_1^0 vers la valeur vraie de leur impulsion.

On peut alors comparer les répartitions des masses manquantes à l'annihilation pour $K_1^0 K_1^0 (\pi^0)$ et $K_1^0 K_1^0 (\omega^0)$, la première donnant une répartition d'erreur purement expérimentale sur le π^0 de largeur nulle, d'où l'on déduit la part de la dispersion expérimentale dans la largeur du ω^0 .

Les deux distributions des $\overline{MM}^2$ sur π^0 et le ω^0 sont représentés sur la Fig.(IV,5) en (2) et (3), en fréquence cumulée, ce qui permet en adaptant une droite sur les points de déduire les écarts types.

Nous constatons que les deux droites adaptées sont compatibles avec deux parallèles, ce qui implique des largeurs de distribution égales.

Il semble donc que nous puissions assigner une limite inférieure nulle à la largeur du ω^0 , bien qu'il soit assez anormal que la dispersion expérimentale ne diminue pas quand les masses manquantes augmentent.

Nous concluerons donc sur les limites suivantes :

$$0 < \Gamma_\omega < 17 \text{ Mev}$$

NOMBRES QUANTIQUES DU ω^0 .

- Analyse de la désintégration en 3π . -----

L'étude des nombres quantiques du ω^0 : Spin, parité intrinsèque, et conjugaison de charge, a été entreprise par tous les groupes qui ont participé à son étude, sous la forme de l'étude du peuplement du diagramme de Dalitz de sa désintégration en 3π . Nous reprendrons cette méthode introduite par Stevenson and al. (IV,c) en rappelant les règles de sélection simples qui permettent d'éliminer a priori certaines hypothèses.

Représentons le système 3π d'impulsions p_1, p_2, p_3 , en décomposant le système suivant le procédé classique : description du mouvement relatif des particules 2 et 3 dans leur centre de masse, et description du mouvement de la particule 1 par rapport à ce C.M.

Soit : 1 l'état de moment angulaire relatif de 2 - 3
 L l'état de moment angulaire relatif de 1
 par rapport au C.M de 2 - 3

On peut alors exprimer les différents nombres quantiques du ω en fonction de l et L.

Spin : $\vec{J} = \vec{l} + \vec{L}$ (le spin du π étant nul)

Parité : $P = \prod_i \zeta_i \times (-1)^{l+L}$ (ζ_i = parité intrinsèque)

La parité intrinsèque du π étant - 1, la parité totale du système est

$$P = (-1)^{l+L+1}$$

Conjugaison de charge

Si nous prenons le π^0 pour particule 1

$$C\pi^0 = +\pi^0$$

La conjugaison de charge est déterminée par le couple de particules 2 - 3 et a la même valeur que la parité orbitale d'espace.

$$C = (-1)^L$$

G parité

$$G = C e^{i\pi I_2}$$

$I_2 \rightarrow$ seconde composante du spin isotopique total I.

Les G étant multiplicatifs et tels que :

$$G(\pi) = -\pi$$

Pour le système de n , nous aurons :

$$G(n\pi) = (-1)^n$$

Le tableau (IV,6) représente les différentes combinaisons de l et L les plus simples capables de vérifier les différentes hypothèses de spin 0 et 1, de parité + 1 et - 1, de G parité + 1 et - 1 introduites a priori, en conservant J, P et G.

Le ω^0 a un spin isotopique nul comme nous l'avons exposé au Ch.I (réf.I,a). L'histogramme des masses effectives $\pi^+\pi^-\pi^0$ extrait des évènements du type

$$\bar{p} + p \rightarrow K^0 + K^\pm + \pi^\mp + \pi^\pm \pi^\mp$$

de cette expérience, Fig.(IV,2), si on le compare à l'histogramme (5) Fig.(IV,1), le souligne, en montrant l'absence totale de ω chargé.

Particule (I=0)				Etat à la désintégration en 3 (G = -1)						
J	P	C	G	l	L	P	C	I	I _{2,3}	
1	+	+	+	0	1	+ 1	+ 1	1	0	viole la conservation du spin isotonique (désint. à intermédiaire électromagnétique)
1	-	+	+	2	2	- 1	+ 1	1	0	
0	+	+	+	0	0	- 1				Interdit par conservation de P
0	-	+	+	0	0	- 1	+ 1	1		Désint. à intermédiaire électromagnétique
1	+	-	-	1	0	+ 1	- 1	0	1	Permis
1	-	-	-	1	1	- 1	- 1	0	1	
0	+	-	-	0	0	- 1				interdit par conservation de P
0	-	-	-	1	1	- 1	- 1	0	1	Permis

Tableau (IV,6)

Dans ce qui suit nous utiliserons la notation classique pour symboliser les assignations quantiques du ω^0 . Nous pouvons constater que les assignations 0^{++} et 0^{+-} sont interdites par conservation de P.

Les assignations 1^{++} , 1^{-+} et 0^{-+} ne conservent pas le spin isotonique à la désintégration et nécessitent donc un intermédiaire électromagnétique. L'élément de matrice correspondant comporte un facteur α^2 ($\alpha = 1/137$) la désintégration de l' ω^0 en des modes autres que le 3π serait alors beaucoup favorisée. Comme l'ont mis en évidence Duerr et Heisenberg, réf.(IV,d), les 1^{++} et 1^{-+} ont pour mode prédominant le 4π , ceci est en contradiction avec tous les résultats expérimentaux connus, également en contradiction avec les résultats de cette expérience où il y a quasi-inexistence du mode.

$$\bar{p} + p \longrightarrow K + \bar{K} + \pi^- + \pi^+ + \pi^- + \pi^+ \quad (1 \text{ ev}^t)$$

L'assignation 0^{-+} a le mode $3\pi^0$ plus probable que le mode

$\pi^+\pi^-\pi^0$ par un facteur $3/2$. Les résultats expérimentaux présentés au ch.I font tous état d'un rapport de branchement $\frac{\omega^0 \rightarrow \text{neutre}}{\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0}$ de l'ordre de 10 %, donc nettement incompatible avec l'hypothèse 0^{++} .

Restent donc en compétition les trois hypothèses 0^{--} , 1^{+-} et 1^{--} pour lesquelles le tableau (IV,6) donne quelques indications pour la formation des éléments de matrice. En effet, en accord avec la statistique de Bose, la symétrie de l'état final par rapport à la permutation des variables de spin isotopique détermine la symétrie de l'élément de matrice par rapport à la permutation des coordonnées d'espace des π .

La colonne $I_{1,2}$ représente l'état de spin isotopique du couple de particule 1,2. Pour les trois particules envisagées

$$\vec{I}_{\text{total}} = \vec{I}_1 + \vec{I}_{2,3} = 0$$

Puisque nous avons $I_1 = 1$, nous devons obligatoirement avoir $I_{2,3} = 1$.

Etablissement des éléments de matrice de la désintégration en 3π .

Les éléments de matrice seront donc antisymétriques sur le couple 2,3 et, les 3π ayant un rôle équivalent, il y aura antisymétrie totale sur les trois paires de π . Les éléments de matrice seront donc nuls si deux des π ont des impulsions $\vec{p}$ identiques, et changent de signe lorsqu'on échange deux particules.

On est donc amené à choisir les éléments de matrice d'espace suivants, tenant compte de la parité intrinsèque négative des 3π ,

	Fonction d'espace			
1^{--}	Elément M^-	1^+	pseudo vecteur	$:\vec{p}_{\pi^0} \wedge \vec{p}_{\pi^+} + \vec{p}_{\pi^+} \wedge \vec{p}_{\pi^-} + \vec{p}_{\pi^-} \wedge \vec{p}_{\pi^0}$
1^{+-}	Elément M^{1+}	1^{--}	vecteur	$:(E_{\pi^0}(\vec{p}_{\pi^0} - \vec{p}_{\pi^+}) + E_{\pi^0}(\vec{p}_{\pi^+} - \vec{p}_{\pi^-}) + E_{\pi^+}(\vec{p}_{\pi^-} - \vec{p}_{\pi^0}))$
0^{--}	Elément M^{0--}	0^+	scalaire	$:(E_{\pi^0} - E_{\pi^+})(E_{\pi^+} - E_{\pi^-})(E_{\pi^-} - E_{\pi^0})$

Ces éléments de matrice M sont utilisés pour calculer le peuplement d'un diagramme triangulaire de Dalitz, où la densité en chaque point est proportionnelle à $|M|^2$. L'antisymétrie totale sur chaque paire montre que le diagramme est symétrique (à la différence des masses près, qui est faible), par rapport aux trois médianes. Il devient donc équivalent d'étudier le peuplement total ou le peuplement à l'intérieur d'un des secteurs obtenus par une symétrie triple autour des trois médianes du triangle. C'est ce

Diagramme de Dalitz à la désintégration du ω^0

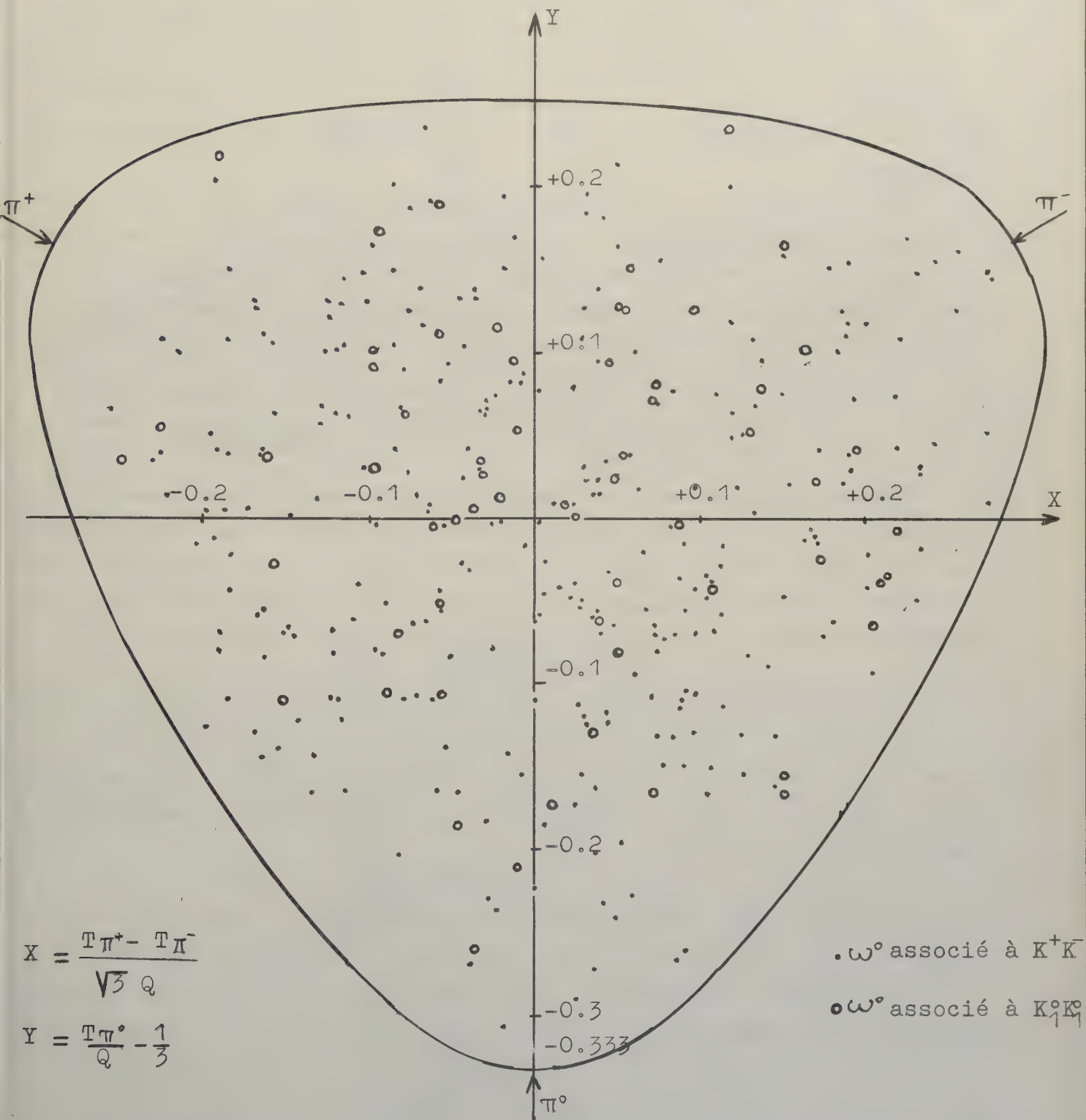


Fig.(IV,7)

peuplement des secteurs eux-mêmes divisés en deux sous-secteurs de 30° qui a été étudié. Le calcul est développé dans l'Annexe I.

Les répartitions relatives aux assignations 1^{+-} et 0^{--} sont essentiellement différentes de celle relatives au 1^{--} . Celle-ci a son maximum au centre et s'annule sur tout le contour, les autres ont des densités nulles au centre et des maxima en certains points du contour.

Pour préciser la compatibilité de la distribution expérimentale nous avons subdivisé pour chaque hypothèse quantique, les deux sous-secteurs de 30° , 1 et 2, en zones à nombre égal d'évènements, A1, B1--- E1 et A2, B2--- E2. Nous pouvons chiffrer la compatibilité par le χ^2 relatif à chaque sous-secteur 1 ou 2, Fig.(IV,8).

$$\chi^2 = \frac{\sum_A^E \left(\frac{\text{Nombre exp.} - \frac{\text{Nombre total}}{5}}{5} \right)^2}{\frac{\text{Nombre total}}{5}}$$

Les évènements retenus dans le diagramme sont tous ceux compatibles à 2 écarts quadratiques avec la valeur moyenne de masse du ω^0 , issus, tant des réactions avec $K^0 \bar{K}^0$, que de celles avec $K^+ K^-$. De cette façon 351 évènements participent à la Fig.(IV,7). Les paramètres de Dalitz portés sur le diagramme sont normalisés

$$X = \frac{T \pi^+ - T \pi^-}{\sqrt{3} Q (\omega^0)}$$

$$Y = \frac{T \pi^0}{Q (\omega^0)} - \frac{1}{3}$$

pour tenir compte de la dispersion expérimentale de la masse du ω^0 on prend:

$$Q (\omega^0) = M.\text{eff} (\omega^0) - 3 m_\pi$$

Le fond total représentant la contribution d'évènements considérés à tort pour des ω^0 , est estimé à 15 % environ (35 ev^{ts}).

La déformation apportée à la distribution par le fond ne peut être évaluée séparément en étudiant le peuplement du diagramme pour des bandes hors du ω^0 car il y a vraiment trop peu d'évènements hors des pics du ω^0 pour tenter une étude statistique. On admettra une légère déviation par rapport aux distributions calculées, due aux 15 % d'évènements parasites.

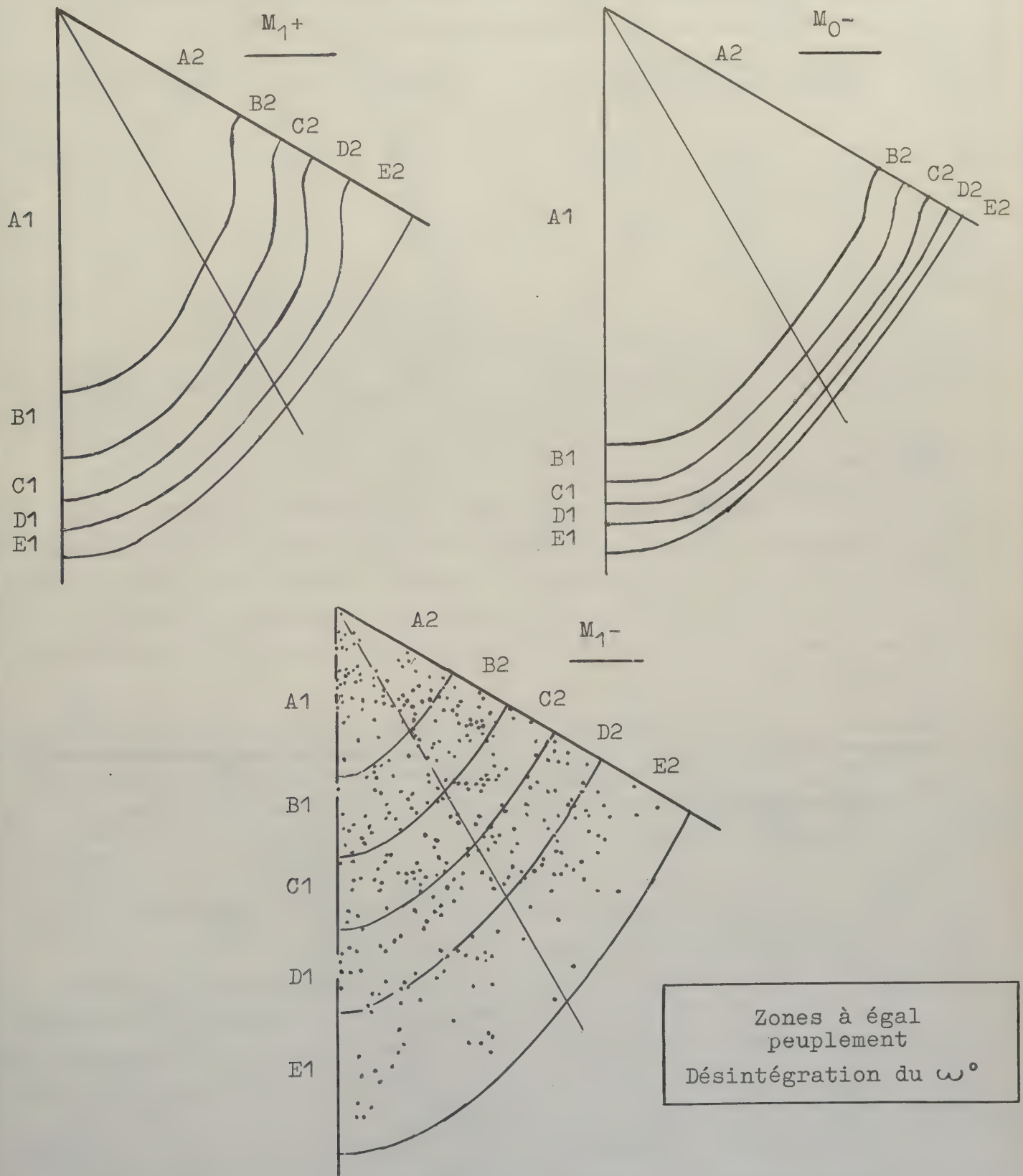


Fig.(IV,8)

Sur le diagramme replié trois fois, ce que nous pouvons légitimement faire car la Fig.(IV, 7) ne fait pas apparaître de dissymétrie, on obtient les nombres suivants Fig.(IV,8) :

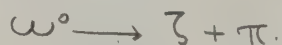
Zones	Nombre d'évènements			Zones	Nombre d'évènements		
	1^{--}	1^{+-}	0^{--}		1^{--}	1^{+-}	0^{--}
A 1	37	137,5	166,5	A 2	29	97,5	248,5
B 1	37	26	9	B 2	40	23	11
C 1	37	13	6	C 2	27,5	25	2
D 1	37	8	4	D 2	33,5	14	3
E 1	38,5	2	1	E 2	34,5	5	0
$\langle n \rangle = 37,3$				$\langle n \rangle = 33$			
$\chi^2_{(4)} = 0.043$				$\chi^2_{(4)} = 3,1$			
	340	560			165	510	

Conclusion.

Les χ^2 obtenus, se rapportant à 4 degrés de liberté, sont suffisamment éloquentes pour que nous concluons à une forte compatibilité de notre peuplement avec celui calculé dans l'hypothèse 1^{--} , par rapport au peuplement dans les hypothèses 1^{+-} et 0^{--} . Nous avons donc une grande certitude pour les valeurs 1^{--} des nombres quantiques du ω^0 .

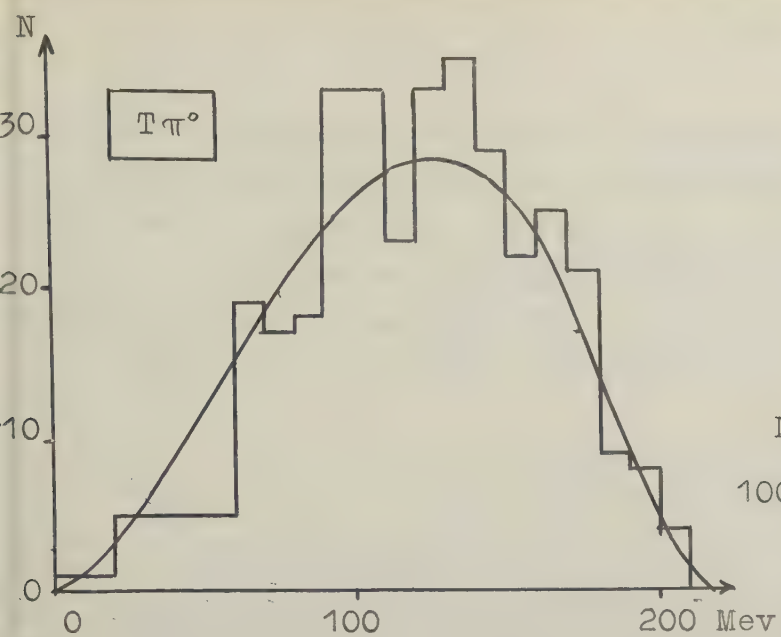
Remarque : Possibilités d'intermédiaires dans la désintégration du ω^0

Plusieurs auteurs ont envisagé la possibilité d'étapes intermédiaires dans la désintégration du ω^0 , au travers d'autres résonances connues, en particulier



Cette éventualité se marquerait par l'émission monocinétique de l'un des π dans le C.M.

Nous avons essayé de mettre en évidence un tel effet. La Fig.(IV,9) montre les histogrammes des énergies cinétiques respectives des π^0 , π^+ et π^- , et les courbes correspondant aux distributions attendues dans l'hypothèse 1^{--} , normalisées au total. Ces trois courbes ainsi que leur superposition ne laissent pas apparaître l'effet recherché. Tout au plus peut-on estimer qu'il y a une légère déviation de la distribution expérimentale vers les valeurs fortes des énergies cinétiques.



Energie cinétique des π
dans la désintégration ω^0

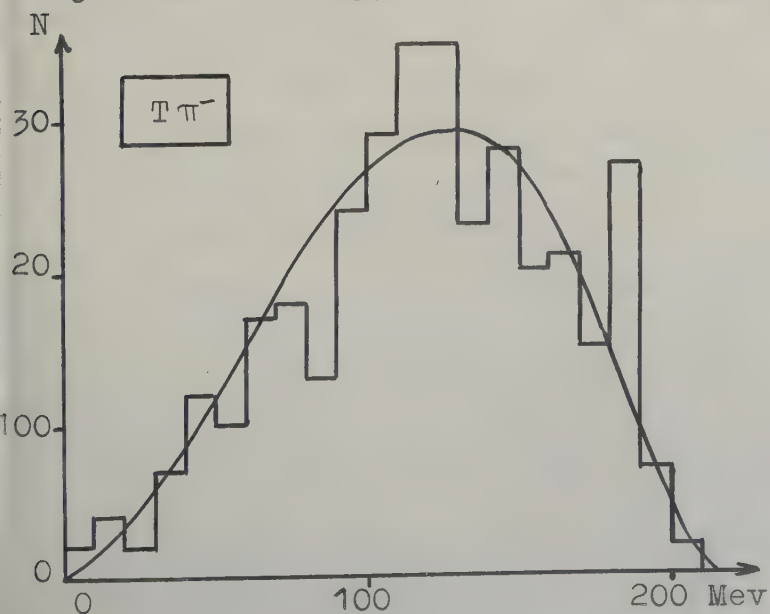
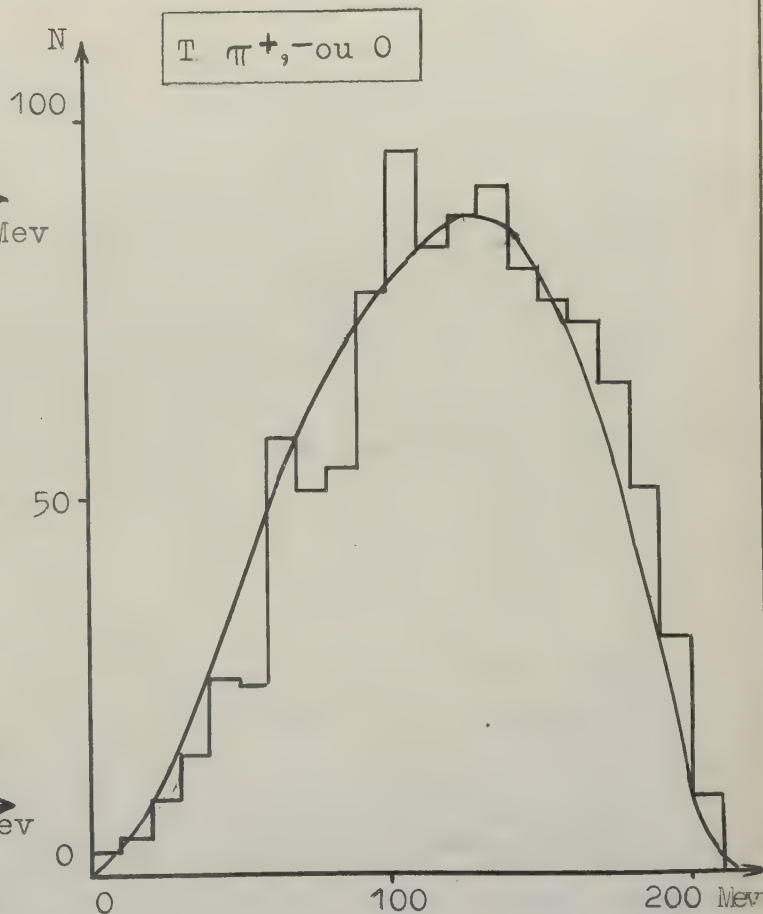
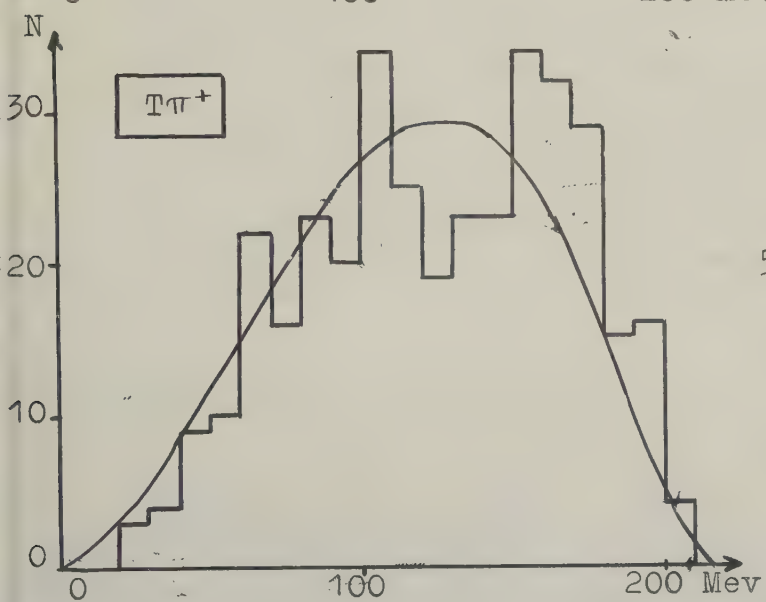


Fig.(IV,9)

Cet effet s'explique facilement par la contamination de 15 % en évènements de fond qui suivent un espace de phase trois corps purement statistique, favorisant les énergies cinétiques élevées (peuplement uniforme du diagramme de Dalitz).

Nous concluerons donc que la désintégration du ω^0 suivant le mode $\pi^+\pi^-\pi^0$ ne laisse apparaître aucun intermédiaire.

CHAPITRE V

MODES DE DESINTEGRATION DU ω^0 .

Le mode de désintégration $\pi^+\pi^-\pi^0$ du ω^0 , qui a permis son identification, semble être le mode le plus fréquent, toutefois cela n'exclut pas totalement d'autres possibilités. Comme on l'a montré au chapitre I, plusieurs expériences ont permis de mettre en évidence des modes de désintégration complètement neutres, sans toutefois définir leur nature. De même plusieurs théoriciens, Réf.(V,a),(V,b) (V,c),(V,d),(V,e), ont tenté d'évaluer les taux des modes particuliers de désintégration, $\pi^0\gamma$, $\pi^+\pi^-$, e^+e^- , $\mu^+\mu^-$...

Nous tenterons l'étude de quelques modes particuliers de désintégration à travers nos évènements.

EVIDENCE DE LA DESINTEGRATION $\omega^0 \rightarrow$ NEUTRES.

La mise en évidence des modes neutres de l' ω^0 sera établie à partir des histogrammes des masses manquantes à l'annihilation pour les réactions :

$$\bar{p} + p \longrightarrow K^+ + K^- + \text{neutres} \quad \text{Fig. (V,1)}$$

$$\bar{p} + p \longrightarrow K_1^0 + K_1^0 + \text{neutres} \quad \text{Fig. (V,2)}$$

Dans les deux cas on observe une concentration d'évènements autour de 780 Mev, en correspondance avec les masses effectives $\pi^+\pi^-\pi^0$ dans les évènements avec production de π , représentés à côté ou au-dessous.

Evidence dans les évènements avec K^0 -

Dans l'histogramme correspondant aux évènements avec K^0 , Fig.(V,2), nous avons représenté en hachuré les évènements compatibles par cinématique avec une annihilation en 3 corps $K_1^0 K_1^0 \pi^0$. Les pertes de détection des K_1^0 étant faibles, nous pouvons comparer la distribution restante avec les spectres d'espace de phase pour les masses effectives des 2 π^0 dans les évènements $K_1^0 K_1^0 \pi^0 \pi^0$ et des 3 π^0 dans les évènements $K_1^0 K_1^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0$. Ces deux spectres ont

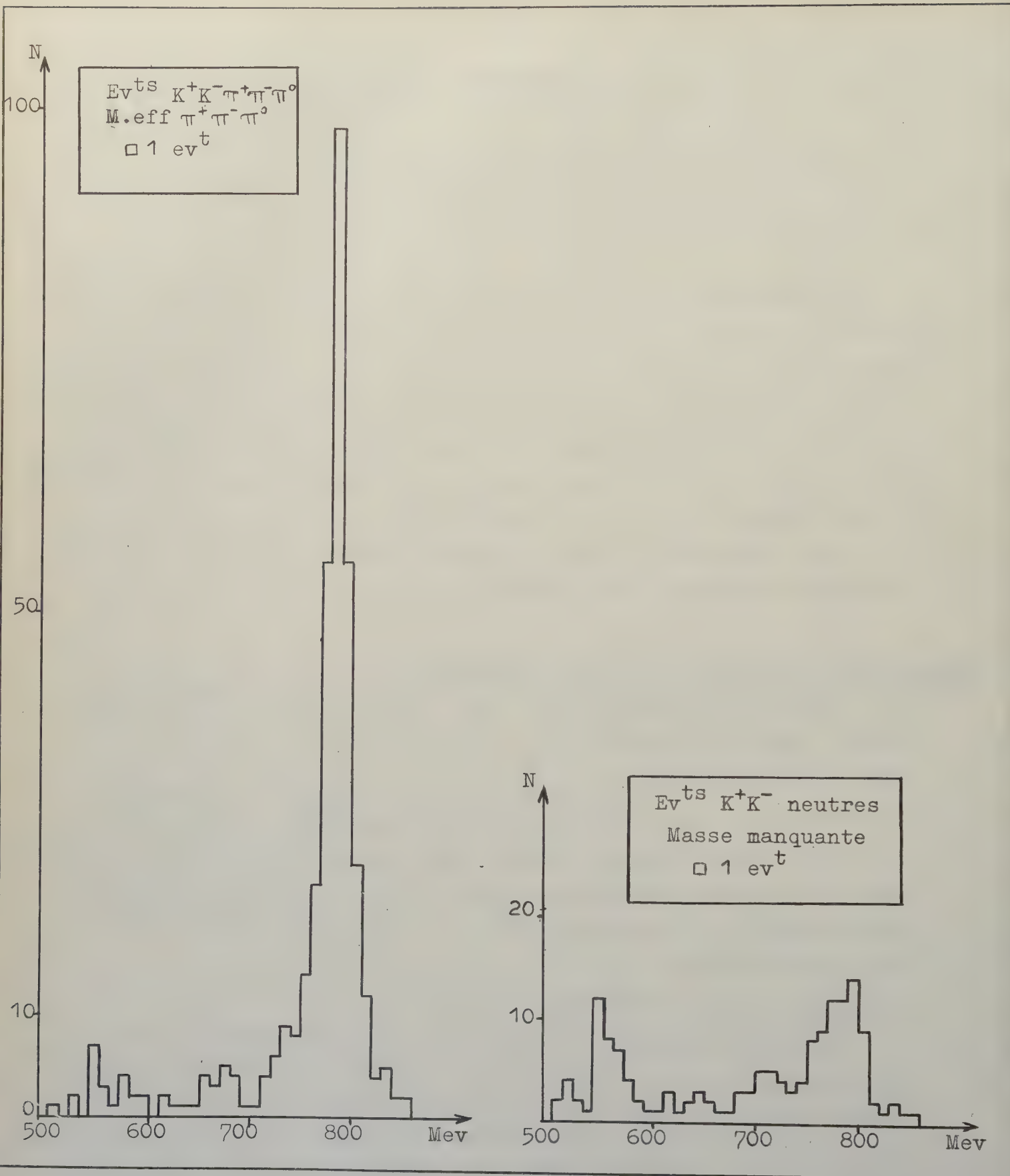


Fig.(V,1)

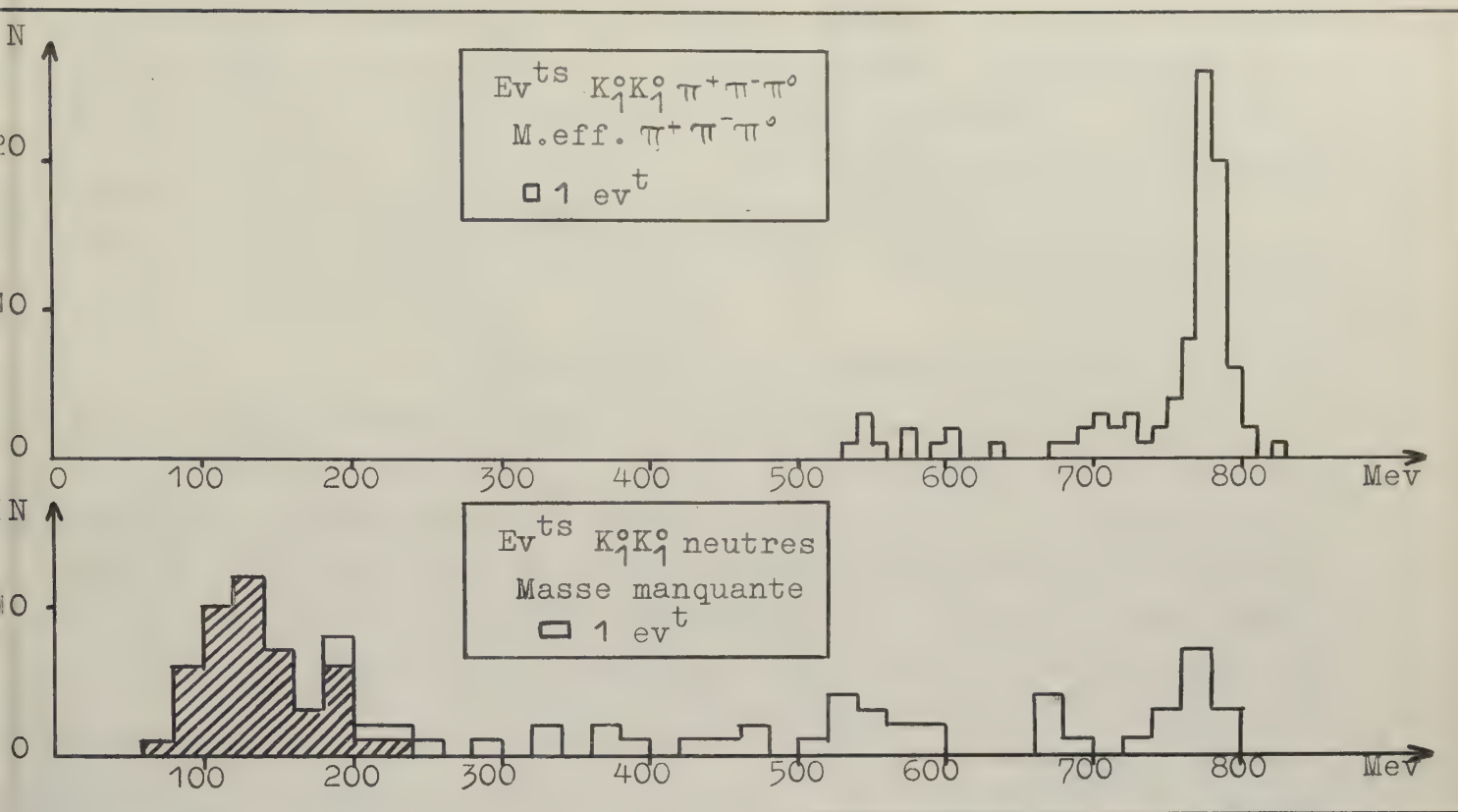


Fig.(V,2)

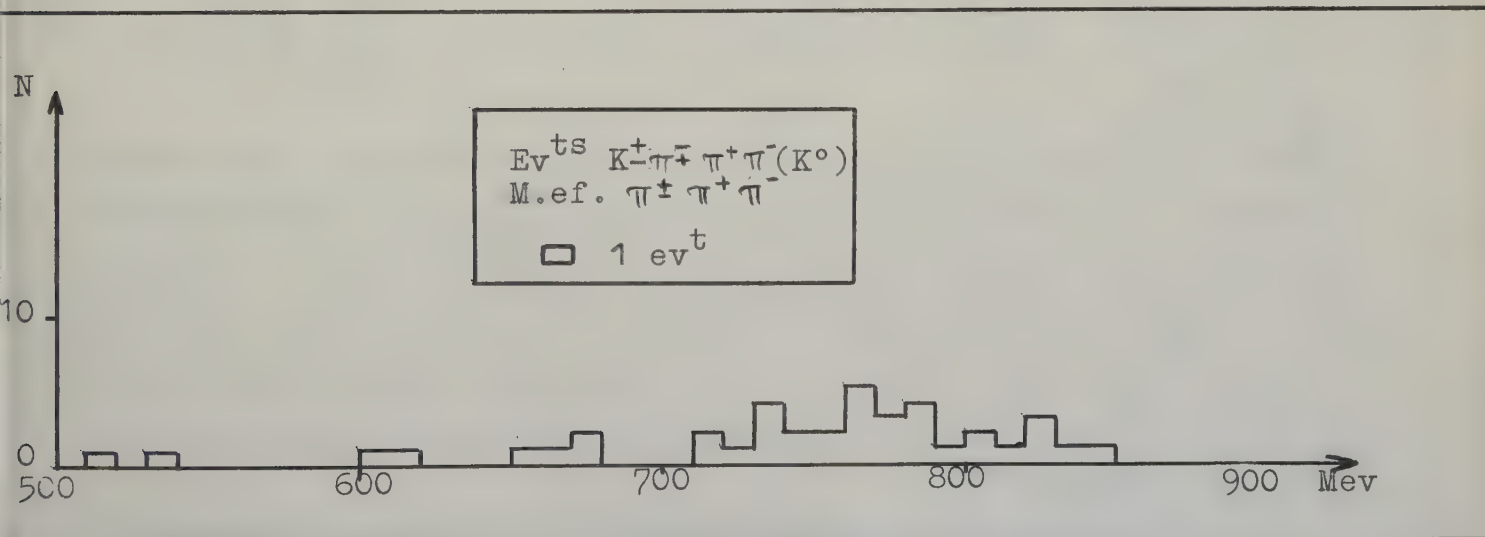


Fig.(V,3)

leur maximum à des valeurs éloignées de la bande 750 - 810, où nous observons une concentration dans le spectre de masse manquant toutefois le nombre peu élevé d'évènements dans le lot ne rend pas cette bosse très significative : 2 écarts types environ.

Il y a lieu de remarquer que l'accumulation ne peut être due à la présence du ρ^0 car celui-ci, étant 1^{--} , ne peut se désintégrer en $2 \pi^0$.

Evidence dans les évènements avec K chargés -

Dans l'histogramme correspondant aux évènements à K chargés Fig.(V,1), le problème est différent. Cette fois la perte à la détection des K est considérable et déforme le spectre. Reconnaître un K par désintégration ou interaction revient à détecter en majorité des K à l'arrêt, par conséquent, pour les évènements retenus, au moins l'un des K est de basse énergie et la masse manquante à l'annihilation, hors des 2 K, est élevée. Nous devons donc nous attendre pour les évènements $K^+ \pi^+ \pi^- \pi^- (K^0)$ à une concentration des masses effectives 3π vers le haut du spectre, Fig.(V,3), et pour les évènements $K^+ K^- \pi^+ \pi^-$, à une concentration vers le haut du spectre des masses effectives 2π , Fig.(V,4). Ces deux histogrammes donnent une idée de la forme que doivent avoir les fonds " $2 \pi^0$ " et " $3 \pi^0$ " dans l'histogramme (V,1).

On pourrait essayer de superposer les deux histogrammes (V,3) et (V,4) en les pondérant par les taux relatifs $\frac{K^+ K^- \pi^0 \pi^0}{K^+ K^- \pi^+ \pi^-}$ et $\frac{K^+ \pi^+ \pi^- \pi^- (K^0)}{K^+ K^- \pi^+ \pi^-}$ et calculer ces taux au moyen des coefficients de Clebsch-Gordan relatifs à l'hypothèse de production statistique. Toutefois la validité de celle-ci peut-être sérieusement mise en doute, quand on sait la part importante dévolue aux résonances K^* et ρ dans nos évènements (IV,b). Nous avons préféré superposer les histogrammes des masses effectives 2π et 3π dans les proportions 4 corps/5corps trouvées dans nos évènements : 154/171, cf.tableau (III,13), et normaliser aux nombre d'évènements entre 600 et 700 Mev.

Ceci nous donne une contribution de fond de 23 évènements compris dans la bande 755 - 815 Mev. On peut donc, parmi les 61 évènements compris dans cette bande, attribuer 38 évènements au ω^0 .

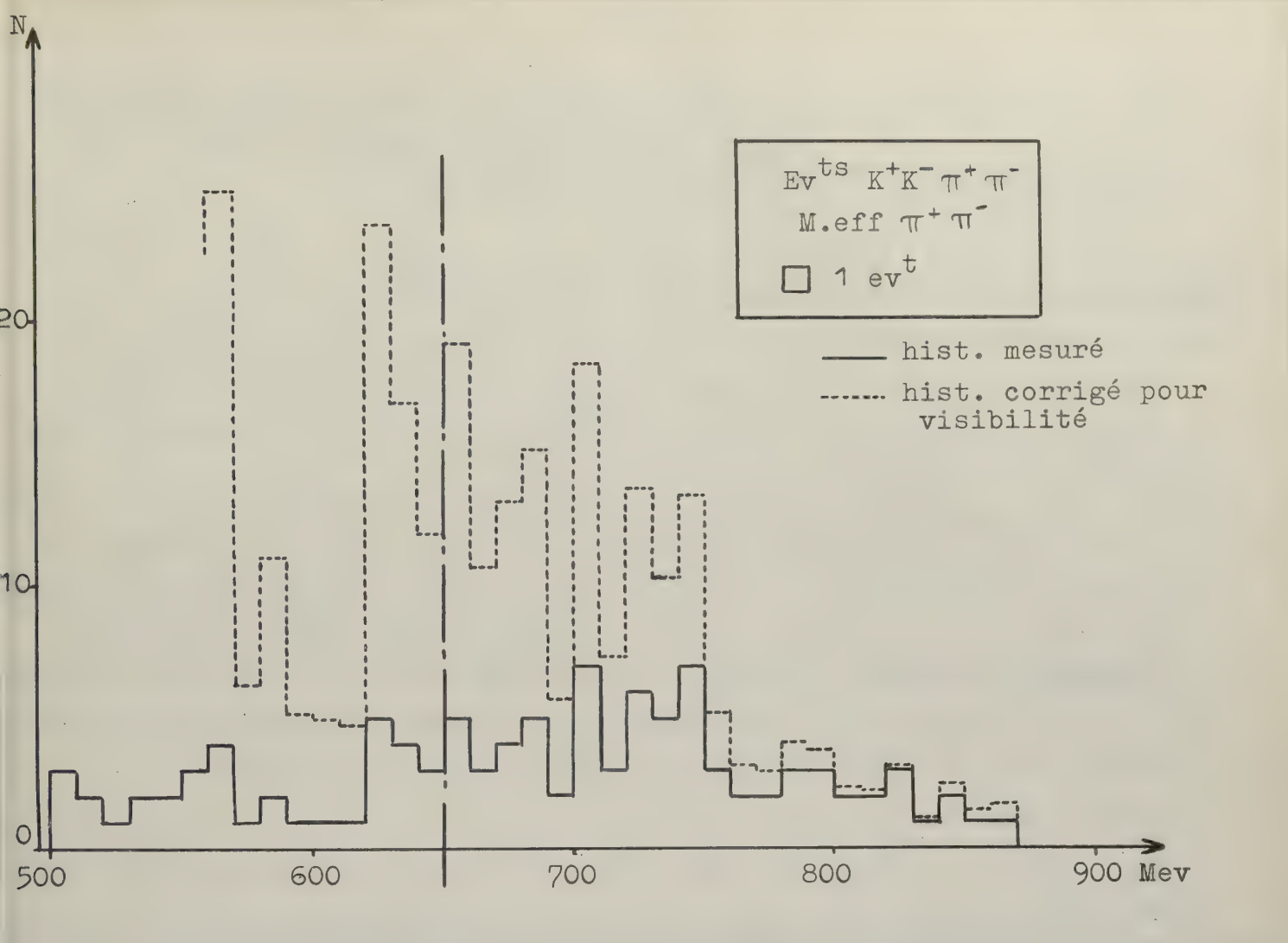


Fig.(V,4)

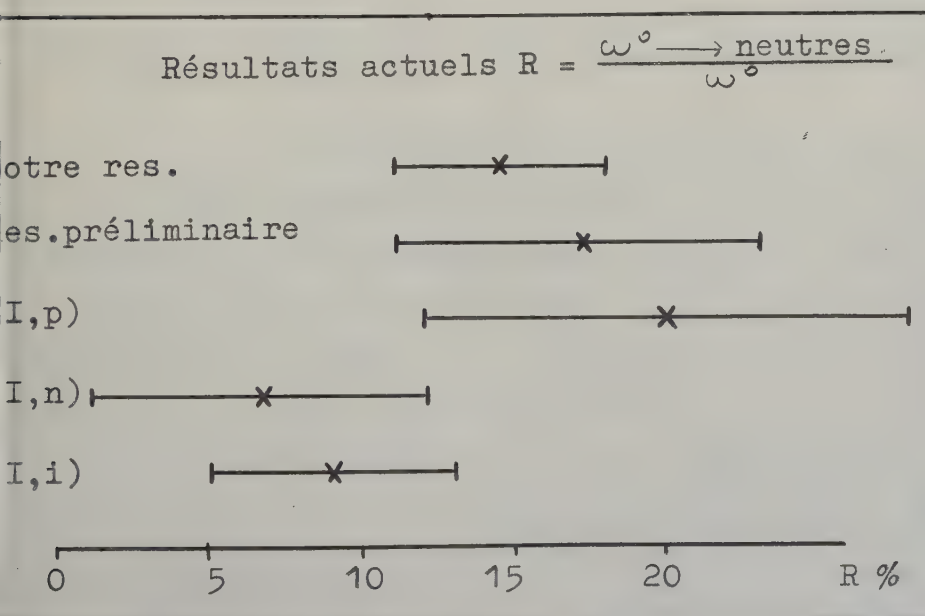


Fig.(V,5)

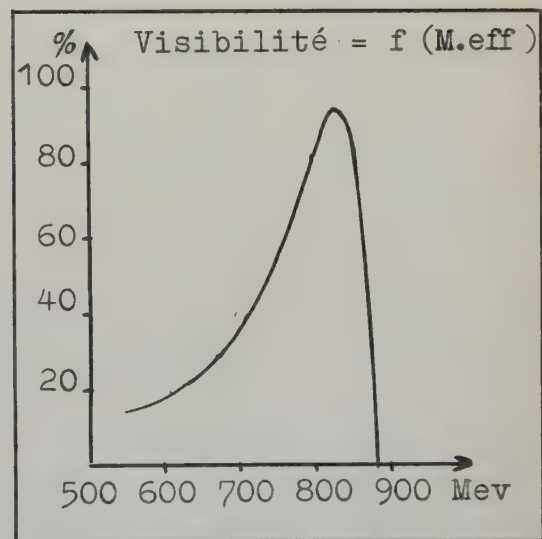


Fig.(V,9)

Si nous admettons pour incertitude sur le nombre total d'évènements $\sqrt{61} = 8 \text{ ev}^{\text{ts}}$, nous pouvons admettre que la présence du ω^0 neutre est prouvée à 4,8 écarts quadratiques moyens.

EVALUATION DU RAPPORT DE BRANCHEMENT : $\frac{\omega^0 \rightarrow \text{NEUTRES}}{\text{TOUS LES MODES}}$

Les évènements avec K^0 étant trop peu abondants, nous avons utilisé uniquement les évènements avec K chargés pour l'étude du rapport de branchement $\frac{\omega^0 \rightarrow \text{neutres}}{\text{tous les modes}}$, en employant pour sa détermination l'ensemble de nos évènements.

Les pertes à la détection sont dues à notre probabilité d'observer les désintégrations ou interactions de K, c'est-à-dire leur probabilité d'arrêt, comme nous l'avons déjà signalé. Toutefois pour une même bande de masse manquante hors des 2 K, les probabilités d'observation sont les mêmes dans les cas $K^+K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$ et K^+K^- neutres.

Nous pouvons donc comparer directement les nombres relatifs de ω^0 dans les deux histogrammes après déduction du fond.

Evaluation du fond -
- - - - -

Pour évaluer le fond nous avons employé la méthode décrite au paragraphe précédent.

- Dans les évènements $K^+K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$, nous avons déduit, dans la bande 755 - 815 Mev, un nombre d'évènements correspondant au nombre d'évènements de l'histogramme Meff ($\pi^+ \pi^- \pi^\pm$) Fig.(V, 3) normalisé au nombre d'évènements dans la bande 600 - 750 Mev. Soit : $53 \text{ ev}^{\text{ts}}$.

Donc il reste dans le pic $277 - 53 = 224 \text{ ev}^{\text{ts}} \omega^0$.

- Dans les évènements K^+K^- neutres, nous déduisons dans la bande 755 - 815 Mev, un nombre correspondant à la superposition dans la proportion 154/171 des histogrammes de masse effective $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^+ \pi^- \pi^\pm$ normalisée au nombre d'évènements situés dans la bande 600 - 700 Mev.

Il reste alors dans le pic :

$$n_2 = 38 \text{ ev}^{\text{ts}},$$

comme établi au paragraphe précédent.

Autres corrections aux nombres de ω^0 .

Les corrections sont de deux ordres, les unes viennent du manque de mesurabilité des événements, (traces trop courtes ou superposées), d'autres de l'ambiguïté de détermination de la nature des événements. On ne peut plus mesurer, ou évaluer, l'ionisation d'une trace ayant un angle en profondeur $> 70^\circ$. On corrigera donc les histogrammes en conséquence.

1) Evénements $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$:

Pour ces événements, 18 sont ambigus et ont été répartis selon le rapport des événements reconnus

$$\frac{(K^+K^-\omega^0)}{(K^+\pi^+\pi^+\pi^-(K^0)) + (K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0)}$$

soit une correction de $12 \text{ ev}^{ts} \omega^0$.

58 non mesurables ont été répartis suivant le rapport

$$\frac{(K^+K^-\omega^0)}{(K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0) + (K^+K^-\pi^+\pi^-)}$$

soit une correction de 20 ev^{ts} .

Le nombre corrigé final sera donc de :

$$n_1 = 224 + 12 + 20 = 256 \text{ ev}^{ts}$$

2) Evénements K^+K^- neutres :

Les événements non mesurables ont été répartis suivant les poids des événements $\frac{(K^+K^- \text{ neutres})}{(K^+\pi^+ \text{ neutres})}$, et le poids relatif de la bande 755 - 815 Mev.

Soit une correction de $2,5 \text{ ev}^{ts}$

Pour les événements ambigus nous avons calculé la masse manquante à l'annihilation dans l'hypothèse K^+K^- , et nous avons pondéré le nombre d'événements dont la masse manquante est comprise entre 755 et 815 Mev, par le rapport

$$\frac{(K^+K^- \text{ neutres})}{(K^+\pi^+ \text{ neutres}) + (K^+K^- \text{ neutres})}$$

Soit une correction de $2,4 \text{ ev}^{ts}$

Le nombre final corrigé est donc

$$M_2 = 38 + 2,5 + 2,4 = 43 \text{ ev}^{ts}$$

Valeur du rapport de branchement et erreur à lui affecter -

Notre rapport de branchement s'établit donc par comparaison directe de ces chiffres, qui ne sont pas des chiffres absolus de production, mais des chiffres également déformés, donc comparables.

$$R = \frac{\omega^0 \longrightarrow \text{neutres}}{\text{Tous les modes}} = \frac{n_1}{n_1 + n_2} = 0,145$$

Calcul d'erreur :

Pour évaluer l'erreur sur le rapport de branchement nous avons dissocié l'erreur en deux termes, l'un de fluctuation purement statistique, l'autre issu des facteurs correctifs.

1) Erreur statistique :

Les n_1 et n_2 évènements se répartissent suivant une loi de probabilité binominale en

$R (n_1 + n_2)$ évènements $\omega^0 \longrightarrow \text{neutres}$,

$(1 - R)(n_1 + n_2)$ évènements $\omega^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

l'écart sur R est alors

$$\sigma_R = \left(\frac{R (1 - R)}{n_1 + n_2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

2) Incertitude sur les corrections :

Ecrivons les nombres n_1 et n_2 sous une forme faisant ressortir les corrections Δn , apportées aux nombres primitifs d'évènements n_0 .

$$n_1 = n_{01} + \Delta n_1$$

$$n_2 = n_{02} + \Delta n_2$$

$$R = \frac{n_{01} + \Delta n_1}{n_{01} + \Delta n_1 + n_{02} + \Delta n_2}$$

On peut estimer l'erreur sur R

$$\frac{dR}{R} = \frac{d(n_{01} + \Delta n_1)}{n_{01} + \Delta n_1} - \frac{d(n_{01} + \Delta n_1 + n_{02} + \Delta n_2)}{n_{01} + \Delta n_1 + n_{02} + \Delta n_2}$$

Les erreurs $d(n_{01} + \Delta n_1)$ et $d(n_{01} + \Delta n_1 + n_{02} + \Delta n_2)$ doivent porter uniquement sur les facteurs correctifs Δn car le premier terme d'erreur rend compte des fluctuations sur n_1 et n_2 .

Posons $\xi_1 = d \Delta n_1$ $\xi_2 = d \Delta n_2$

$$\frac{dR}{R} = \frac{\xi_1}{n_1} - \frac{\xi_1}{n_1 + n_2} - \frac{\xi_2}{n_1 + n_2}$$

Alors en combinant quadratiquement les erreurs indépendantes

$$\sigma_R'' = R \left(\left(\frac{\xi_1}{n_1} - \frac{\xi_1}{n_1 + n_2} \right)^2 + \left(\frac{\xi_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

Nous prendrons donc comme écart type total

$$\Delta R = \left[\frac{R(1-R)}{n_1 + n_2} + R^2 \left(\frac{\xi_1}{n_1} - \frac{\xi_1}{n_1 + n_2} \right)^2 + R^2 \left(\frac{\xi_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

Les facteurs ξ_1 et ξ_2 ont été calculés en combinant quadratiquement une fluctuation poissonnienne sur les événements du fond, multipliée par le facteur de normalisation et une fluctuation poissonnienne sur les événements ajoutés.

$$\xi_1 = 9,4$$

$$\xi_2 = 13,6$$

Dans ces conditions

$$\Delta R = 0,035$$

Notre résultat final est donc :

$$R = \frac{\omega^0 \rightarrow \text{neutres}}{\text{tous les modes}} = 14,5 \% \pm 3,5 \%$$

Compatibilité avec les résultats antérieurs -

Sur la Fig.(V,5) nous avons placé les déterminations antérieures du rapport de branchement avec leurs bandes d'erreur, correspondant aux réf.(I,i), (I,n), (I,p), (I,r).

Les cinq résultats sont compatibles à moins d'un écart, la précision plus grande de notre détermination est due à la faible valeur du fond par rapport au pic, les facteurs correctifs étant de l'ordre de 20 %.

POSSIBILITES DE DESINTEGRATIONS EN MODES NEUTRES :

En se basant sur les nombres quantiques définis pour le ω^0 au chapitre précédent

$$\begin{aligned} I &= 0 \\ J &= 1 \\ P &= -1 \\ C &= -1 \\ G &= -1 \end{aligned}$$

On peut étudier les différentes possibilités de désintégration du ω^0 . Ces processus ne peuvent être qu'électromagnétiques car $2\pi^0$ et $3\pi^0$ sont interdits par conservation de C.

Modes possibles.

Ces différents processus de désintégration ont été étudiés en particulier par Duerr et Heisenberg réf.(V,d), qui aboutissent aux éléments de matrice de transition suivants pour différents modes.

$$\begin{aligned} \omega^0 &\rightarrow 2\gamma && \text{interdit par parité de conjugaison de charge} \\ &\rightarrow \pi^0 + \gamma && \sqrt{\alpha}(\vec{a} \wedge \vec{p}) \wedge \vec{p} \quad \text{transition dipolaire magnétique où} \\ &&& \vec{a} \text{ représente la polarisation du } \gamma \\ &\rightarrow 2\pi^0 + \gamma && \sqrt{\alpha}(\vec{a} \wedge \vec{p}) \quad \text{transition dipolaire électrique} \end{aligned}$$

Par effet de barrière centrifuge l'état D correspondant au $\pi^0 + \gamma$ devrait être défavorisé par rapport au $2\pi^0 + \gamma$ en dépit d'un facteur d'espace de phase favorable. En fait dans l'état actuel de nos connaissances, nous ne pouvons avoir une confiance absolue en aucun calcul de barrière centrifuge.

Ces différents modes ne sont pas directement observables dans la chambre car la longueur de radiation dans l'hydrogène aux conditions expérimentales est voisine de 12,7 m, et la longueur moyenne de visibilité déduite de l'observation des K chargés est de 13,5 cm (Réf.ch. VI) : la probabilité de matérialisation d'un γ est donc de 1,5 %. Si tous les ω^0 neutres se désintégraient en $\pi^0\gamma$ on aurait dû observer dans l'ensemble du lot d'antiprotons, 2 paires d'électrons, si tous se désintégraient en $2\pi^0\gamma$ on aurait dû observer 3,2 paires. Ces nombres sont beaucoup trop faibles pour que l'on puisse tenter une approche des modes neutres par leur étude.

Une autre approche plus fructueuse peut être tentée par l'étude du $\pi^+\pi^-\gamma$. Comme Feinberg l'a indiqué, Réf.(V,g), dans la désintégration du ω^0 en $2\pi\gamma$, le rapport

$$\frac{\pi^+\pi^-\gamma}{\pi^0\pi^0\gamma} = \left(\frac{\pi^+\pi^-}{\pi^0\pi^0} \right)_{I=0} = 2$$

On doit donc s'attendre à un rapport de branchement $\frac{\pi^+\pi^-\gamma}{\pi^0\pi^0\gamma} = 2$ à la différence des facteurs d'espace de phase près, qui n'est pas importante. La recherche de l'existence du mode $\pi^0\pi^0\gamma$ peut donc être faite à partir de l'existence du mode $\pi^+\pi^-\gamma$.

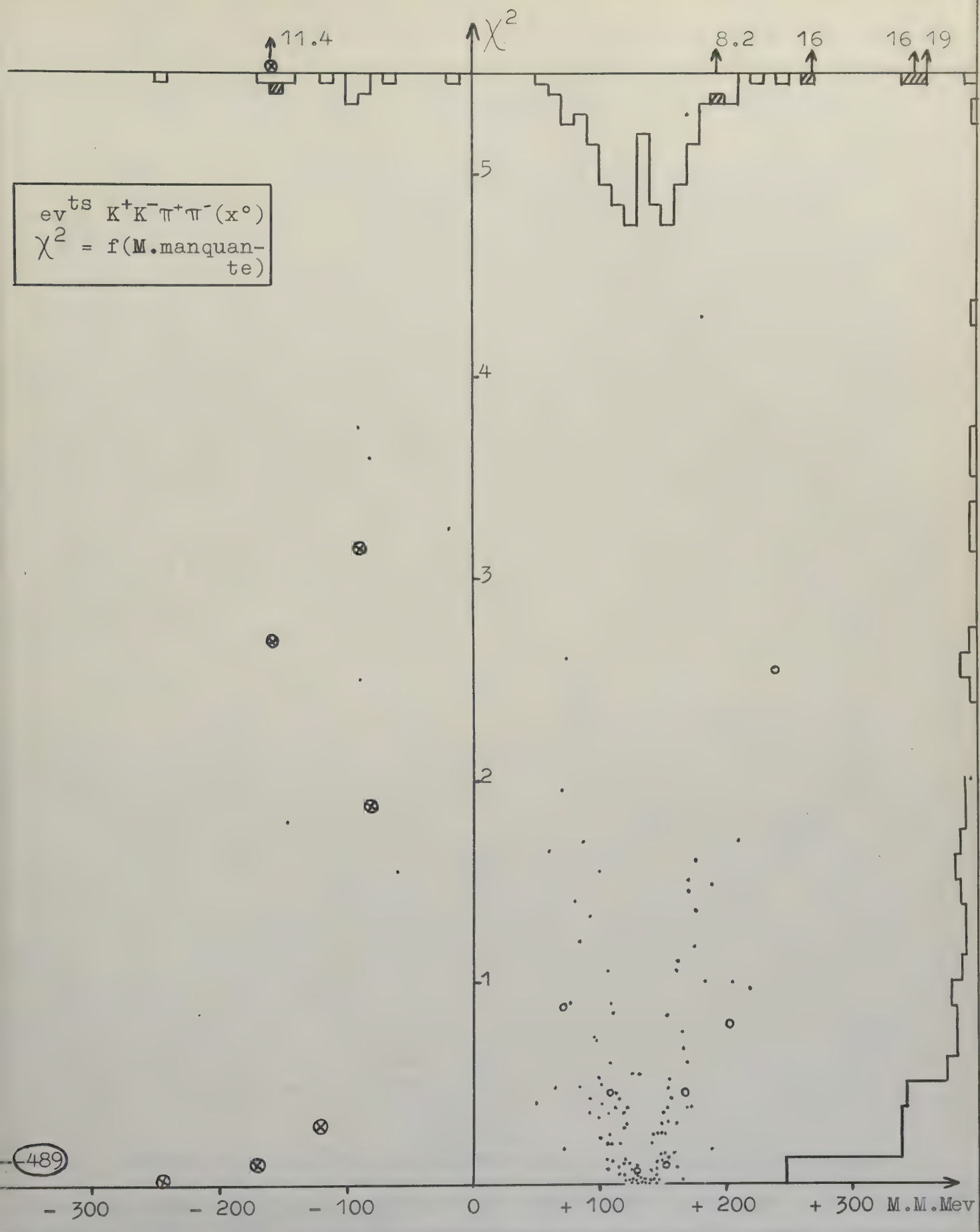


Fig.(V,6)

A cet effet nous avons soigneusement examiné les évènements $K^+K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$ et $K^+K^- \pi^+ \pi^-$ dans notre lot de 36 films dépouillés deux fois.

Recherche du mode $\pi^+ \pi^- \gamma$ dans les annihilations en cinq corps.

La Fig.(V,6) représente un diagramme (Masse manquante à l'annihilation, χ^2) pour les évènements $K^+K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$. Un évènement avec γ non détecté correspond à une masse manquante voisine de 0 à l'annihilation, (toutefois on doit s'attendre à une forte dispersion) et un χ^2 moyen. Nous avons regardé les évènements à masse manquante négative, sachant que l'on attribue à la masse manquante le signe de son carré. Parmi ceux-ci ont été marqués $\otimes$ les évènements ayant une trace très courte, mal mesurée, dont l'impulsion est surévaluée, ces 8 évènements ont un χ^2 faible mais pas significatif.

Les 7 évènements restant ayant une masse manquante négative et des χ^2 assez faibles sont a priori candidats $\pi^+ \pi^- \gamma$ possibles sur les 176 évènements portés sur le diagramme, 15 sont éliminés comme étant en vol par le test "masse" sur l'antiproton, soit 8,7 %, au lieu des 14 % attendus. On peut donc s'attendre à trouver encore 5,3 %, soit 9 ev^{ts} en vol, se manifestant par une masse manquante très inférieure à la masse π^0 , le plus souvent négative. On est donc légitimement fondé de penser que les 7 évènements à masse manquante négative peuvent être dûs à la contamination d'annihilations en vol.

Enfin nous avons indiqué les évènements pour lesquels la masse manquante calculée sur les deux K avant adaptation par cinématique tombait dans la bande 750 - 810 Mev, et pour lesquels après cinématique, la masse effective $\pi^+ \pi^- \pi^0$ sortait de la bande. Ces 6 évènements, marqués o, semblent suivre la distribution de l'ensemble et on peut considérer leur évolution par traitement cinématique comme normale, étant donné que, inversement, 6 évènements rentrent dans la bande ω^0 alors que la masse manquante était extérieure.

On ne peut donc pas mettre en évidence le mode $\pi^+ \pi^- \gamma$ dans ce lot de cinq corps.

Recherche du mode $\pi^+ \pi^- \gamma$ dans les annihilations en 4 corps.

La Fig.(V,7) représente le diagramme (Masse manquante à l'annihilation, χ^2) pour l'ensemble des évènements $K^+K^- \pi^+ \pi^-$. La distri-

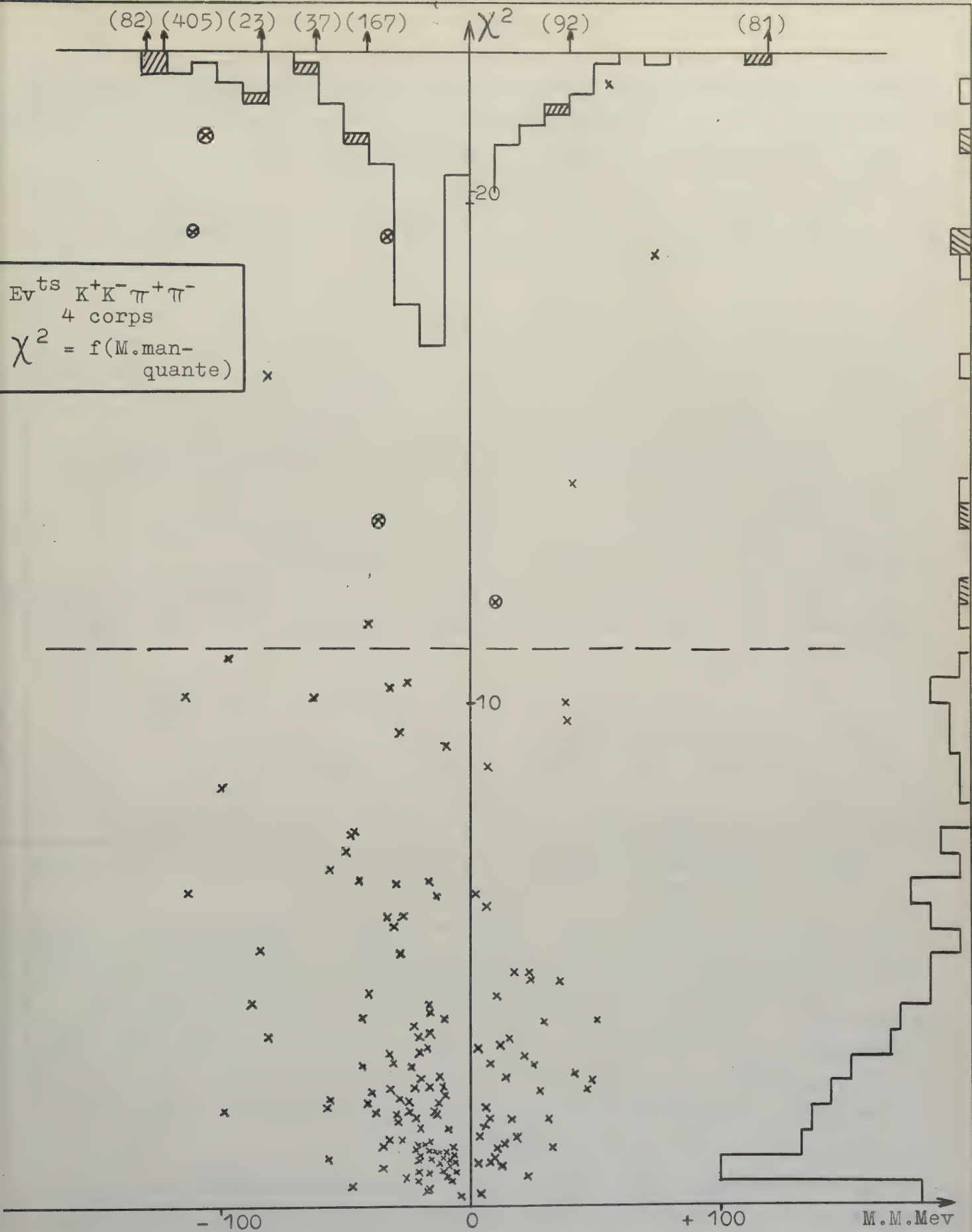


Fig.(V,7)

bution des masses manquantes est centrée sur une valeur légèrement négative. Ceci n'est pas surprenant si l'on considère les dispersions sur les deux termes du calcul de la masse manquante.

$$\overline{MM}^2 = (E_0 - \sum E_i)^2 - (\sum \vec{P}_i)^2$$

Pour des valeurs de $MM = 0$, telles que l'on ait absence de particule manquante, on réalise à la fois :

$$(E_0 - \sum E_i) = 0 \quad \text{et} \quad |\sum \vec{P}_i| = 0$$

Or si la distribution $(E_0 - \sum E_i)$ est raisonnablement centrée sur 0 en l'absence d'erreur systématique, la distribution de $|\sum \vec{P}_i|$ a forcément une valeur moyenne du module non nulle.

La différence est alors en moyenne négative.

Toutefois la distribution des χ^2 a une queue très étalée vers les valeurs fortes.

Nous avons regardé tous les événements dont le χ^2 est supérieur à 11,1 (valeur ayant 2,5 % de chance d'être dépassée).

Pour ces événements la Fig.(V,8) montre un diagramme de l'énergie manquante $(E_0 - \sum E_i)$ en fonction de l'impulsion résiduelle $|\sum \vec{P}_i|$ à l'annihilation.

Les bissectrices déterminent trois zones où les masses manquantes à l'annihilation

$$MM = \varepsilon \left[(E_0 - \sum E_i)^2 - |\sum \vec{P}_i|^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\varepsilon = \text{signe de } MM^2$$

sont respectivement positives et négatives. Les deux branches d'hyperboles sont les limites correspondant à $MM = \pm 60$ Mev (environ 2σ de la distribution des masses manquantes).

Les 7 événements à $(E_0 - \sum E_i) < 0$ ont une masse manquante fausse, puisque le calcul de MM ne tient pas compte du signe de $(E_0 - \sum E_i)$. Pour cette raison ils ont été cerclés sur le diagramme (MM, χ^2) Fig.(V,7). Pour ces événements à $MM < 0$ la probabilité d'être des événements en vol est très forte. Ces 7 événements correspondent à peu près aux 5,3 % du lot total (154) que l'on attend pour les événements en vol non éliminés. On n'étudiera donc que les événements à $(E_0 - \sum E_i) > 0$.

Pour ceux-ci nous avons calculé la masse manquante hors des deux K, à l'annihilation, avant cinématique, celle-ci est indiquée

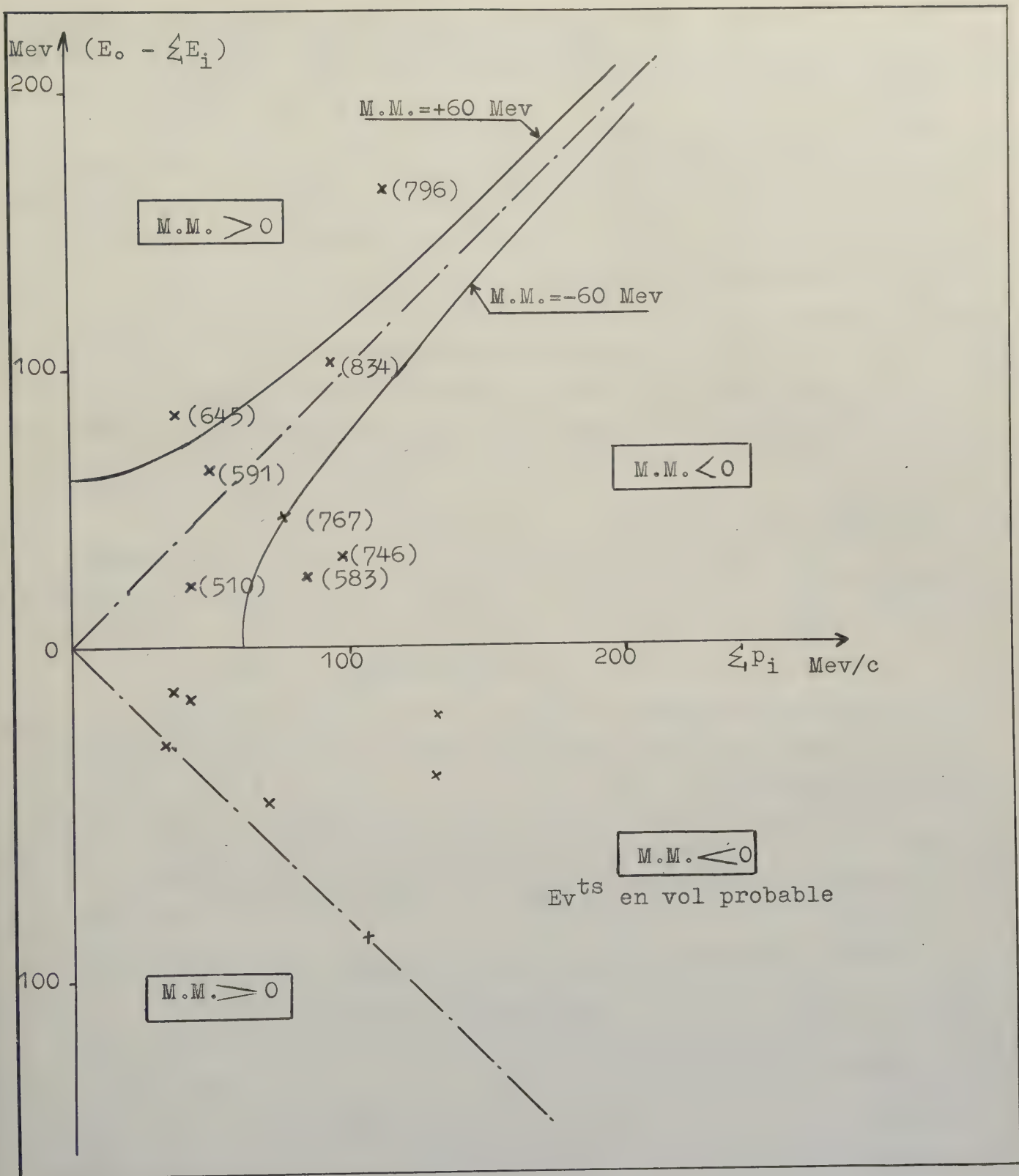


Fig.(V,8)

entre parenthèses pour chaque évènement. Deux évènements seulement tombent alors dans la bande $755 < M < 815$ Mev, mais ceci n'est pas significativement différent de ce que l'on attend de la distribution du fond non résonnant.

Les évènements avec γ absent devraient se concentrer sur la diagonale ($E_0 - \sum E_i = |\sum \vec{P}_i|$), mais il n'y a aucune raison pour que le γ soit de basse énergie, tandis l'on observe une concentration des évènements dans la zone

$$\begin{aligned} |\sum \vec{P}_i| &< 100 \text{ Mev}/c \\ E_0 - \sum E_i &< 100 \text{ Mev}/c \end{aligned}$$

Il semble donc que les 9 évènements, dont 2 candidats ω^0 , soient normalement des queues de distribution statistique dues aux mesures mauvaises, appartenant au lot $K^+K^-\pi^+\pi^-$.

Conclusion.

Des deux études précédentes nous concluons que le nombre d'évènements observé $\pi^+\pi^-\gamma$ est probablement 0, et au maximum 2, pour un nombre observé de 127 ev^{ts} dans la bande $755 - 815$ Mev.

Soit p le pourcentage $\frac{\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma}{\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 + \omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma}$

Si nous appliquons une loi de Poisson sur les nombres observés dans l'échantillon de $n = 127 \text{ ev}^{ts}$ issu du lot à double dépouillement, on obtient :

à 95 % de certitude, pour 0 observé, $np < 3$

$$p < 2,4 \%$$

à 95 % de certitude, pour 2 observés, $np < 6,3$

$$p < 5 \%$$

Tenant compte du rapport de branchement

$$\frac{\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma}{\omega^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma} = 2$$

On obtient à 95 % de certitude

$$\frac{\omega^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma}{\omega^0 \rightarrow \text{neutres}} < 15 \%$$

et

$$\frac{\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma}{\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} < 5 \%$$

RECHERCHE D'AUTRES MODES DE DESINTEGRATION.

Parmi les modes à envisager, on peut regarder la possibilité d'un nombre pair de π : 2π , 4π .

Ces modes ont été étudiés par Duerr et Heisenberg (V,d) qui donnent pour élément de matrice de désintégration :

$$M(2\pi) = \alpha \vec{p}$$

$$M(4\pi) = \alpha \vec{q}$$

Ces deux transitions sont évidemment électromagnétiques, toutefois, celles-ci sont responsables des modes neutres et donc semblent avoir une importance assez forte.

De plus les théoriciens, Glashow (V,e) Nambu et Sakurai (V,a) Gell Mann (V,c) Bernstein et Feinberg (V,f) ont montré que le ρ pouvait avoir une forte influence par un effet d'interférence dans la désintégration du ω^0 .

En effet si l'on considère les nombres quantiques de ces deux particules

	Masse	Largeur	I	J	P	C	G
ρ	750	≈ 100	1	1	-	-	+
ω^0	780	quelques Mev	0	1	-	-	-

La désintégration électromagnétique du ω avec non conservation de I, conduit à un changement de G, donc aboutit à un état 1^{--} identique au ρ^0 , d'où un effet d'interférence qui favoriserait le canal $\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Suivant les modèles employés et les constantes de couplages, les prédictions sont très variables, mais elles avoisinent toutes quelques %.

Recherche du $\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

Elle sera basée sur l'étude des événements $K^+ K^- \pi^+ \pi^-$ dans le lot redépouillé dont nous pouvons comparer directement les masses effectives 2π aux masses effectives 3π du lot $K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$ car les déformations introduites par le choix des K sont alors les mêmes, à égalité de masse effective.

Nous avons retenu les événements après coupure du χ^2 : à 11,1 pour les 4 corps, à 5 pour les 5 corps. Nous obtenons de cette façon l'histogramme Fig.(V,4) pour la masse effective $\pi^+ \pi^-$ dans les 4 corps.

La recherche du $\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ éventuel peut donc se faire par la comparaison des évènements dans la même bande après soustraction du fond. Celle-ci est facile pour les 5 corps et, en employant le même procédé que celui exposé au paragraphe relatif à la production $\omega^0 \rightarrow$ neutres, on aboutit au chiffre de $105 \text{ ev}^{\text{ts}}$ dans la bande 755 - 815 Mev.

Pour extraire le ω^0 du 4 corps le problème est beaucoup plus complexe ; comme l'ont remarqué Bernstein et Feinberg (V,f), le ρ^0 étant très large risque de masquer complètement une raie ω^0 très peu abondante avec une définition expérimentale voisine de 10 Mev.

Toutefois comme on a pu le montrer, Réf.(IV,b) dans les évènements

$$\bar{p} + p \rightarrow K + \bar{K} + \pi + \pi,$$

la présence abondante du K^* , résonance large, semble avoir pour effet de déplacer les ρ vers des valeurs très basses, centrées vers 650 Mev, alors que le ω^0 étroit, devrait être peu déplacé. Cette éventualité nous est favorable car elle tendrait à dépeupler la zone du ω^0 d'évènements parasites.

Pour essayer de voir la participation du ρ à notre histogramme Fig.(V,4), nous avons corrigé les nombres d'évènements vus par leur facteur de visibilité, évalué en tenant compte des désintégrations proches de l'origine et hors des limites de la chambre. La Fig.(V,9) représente la variation du facteur de visibilité en fonction de la masse effective des 2π . La courbe corrigée, dans la zone où les corrections ne sont pas trop fortes ($M_{\pi\pi} > 600$), semble montrer une présence du ρ^0 assez fortement décentrée ($M_{\rho} \approx 680 \text{ Mev}$) mais présente une forte dépopulation relative entre 750 et 800 Mev, où interviendrait le ω^0 .

L'erreur expérimentale sur la masse effective $\pi\pi$ est voisine de 10 Mev en moyenne, il semble impossible que le ω^0 puisse se trouver à une Masse $> 815 \text{ Mev}$ ou $< 755 \text{ Mev}$ et puisse se confondre avec le ρ , il semble également peu vraisemblable qu'un effet d'interférence ω, ρ puisse abaisser de façon considérable la masse du ω^0 .

Nous concluons donc qu'il n'y a dans nos évènements aucune évidence pour la forme de désintégration $\omega^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$.

La difficulté d'évaluer la contribution du fond dans la bande 755 - 815 Mev, nous conduit à prendre 4 pour nombre maximum de ω^0 produits .

D'où l'on déduit :

$$\text{à 95 \% de certitude } \frac{\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-}{\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0} < 8 \%$$

Recherche du $\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$

Cette recherche est aisée, puisque les évènements correspondant à ce mode de désintégration se présentent sous la forme

$$(5) \quad \bar{p} + p \rightarrow K^+ + K^- + \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + \pi^-$$

$$(6) \quad \bar{p} + p \rightarrow K_1^0 + K_1^0 + \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + \pi^-$$

Nous n'avons pas trouvé d'évènement dans la voie (6) et un évènement seulement dans la voie (5). La masse effective des 4 π dans ce dernier est de 829 Mev, à 3σ de la valeur moyenne de masse ω^0 (785).

Nous concluons donc que pour 157 évènements observés en ω^0 , associés tant avec $K^+ K^-$ qu'avec $K_1^0 K_1^0$, nous observons 0 évènement $\omega^0 \rightarrow 4 \pi$. D'où nous tirons la limite supérieure de production en appliquant une loi de Poisson.

$$\text{à 95 \% de certitude } \frac{\omega^0 \rightarrow 4 \pi}{\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0} < 2 \%$$

CONCLUSION.

Si l'existence de modes neutres de désintégration du ω^0 a été bien établie et chiffrée, nous n'avons pu obtenir aucune indication en faveur des modes $\pi^+ \pi^- \gamma$, $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ nous pouvons donc pour ces derniers modes définir une limite supérieure du rapport de branchement, la meilleure estimation étant 0 pour ces trois rapports.

CHAPITRE VI

PRODUCTION DU ω^0

Dans ce chapitre nous nous proposons d'étudier la production du ω^0 dans les annihilations. Toutefois, par suite du choix de nos événements, nous ne pourrions évaluer la production

$$\bar{p} + p \rightarrow \omega^0 + n\pi$$

Nous nous bornerons donc aux taux de production absolus $K^+K^-\omega^0$, $K^0\bar{K}^0\omega^0$ et $K\bar{K}\omega^0$, utilisant pour ceci le lot de 36 films ayant subi le redépouillement. Bien que l'efficacité de dépouillement ait été trouvée égale à 100 % pour les événements du type étudié, la normalisation au nombre total d'annihilations ne doit pas être entachée d'erreurs provenant du comptage de celles-ci. Un soin tout particulier a été apporté au dénombrement des annihilations à l'intérieur du volume fiduciaire choisi, ainsi qu'à l'élimination des événements pâles par un critère unique appliqué à la visibilité de l'antiproton.

REGLES DE SELECTION ET PRODUCTION DU ω^0

Avant d'étudier les productions expérimentales, il nous faut regarder les interdictions et les conditions de production théoriques impliquées par les nombres quantiques des particules produites.

Nous nous baserons pour ceci sur l'hypothèse que l'annihilation des antiprotons à l'arrêt a lieu uniquement dans l'état S, comme il a été montré avec une assez bonne évidence Réf.(VI,a).

Dans ces conditions, le tableau suivant résume l'application des lois de conservation avec les notations suivantes :

l = moment angulaire relatif des deux K en unités $\hbar$

L = moment angulaire du ω^0 par rapport au C.M. des 2 K.

Etat initial	Etat final	Nombres quantiques	$K_1^0 K_1^0 \omega^0$ ou $K_2^0 K_2^0 \omega^0$	$K_1^0 K_2^0 \omega^0$	$K^+ K^- \omega^0$
1S_0		1		1	1
		L		1	1
	0	J		0	0
	-	P		-	-
	+	C	-	+	-
			Interdit par conservation de C	Permis	Permis
3S_1		1	0		0
		L	0		0
	1	J	1		1
	-	P	-		-
	-	C	-	+	-
			Permis	Interdit par conservation de C	Permis

Nous pouvons voir que, lorsque les productions à partir des états 1S_0 et 3S_1 sont permises, l'état final provenant du 3S_1 est un état de moments angulaires relatifs (0, 0) alors que celui provenant du 1S_0 est un état (1, 1), donc a priori défavorisé.

De plus nos évènements à $K_1^0 K_1^0 \omega^0$ observables proviennent du seul état 3S_1 ; il nous faudra donc estimer par une méthode indirecte la contribution 1S_0 .

ETUDE DE LA PRODUCTION $K^+ K^- \omega^0$.

Pour cette détermination, nous estimerons qu'elles sont les pertes qu'il nous faut évaluer et les corrections successives au nombre de ω^0 .

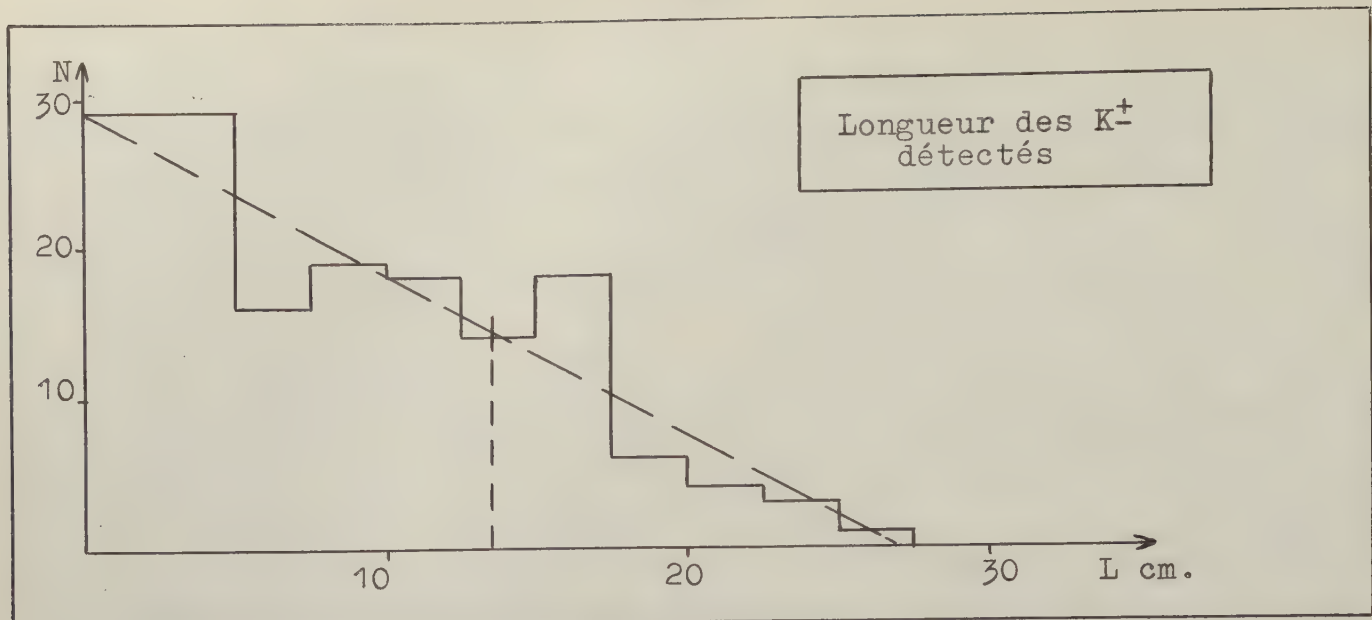


Fig.(VI,1)

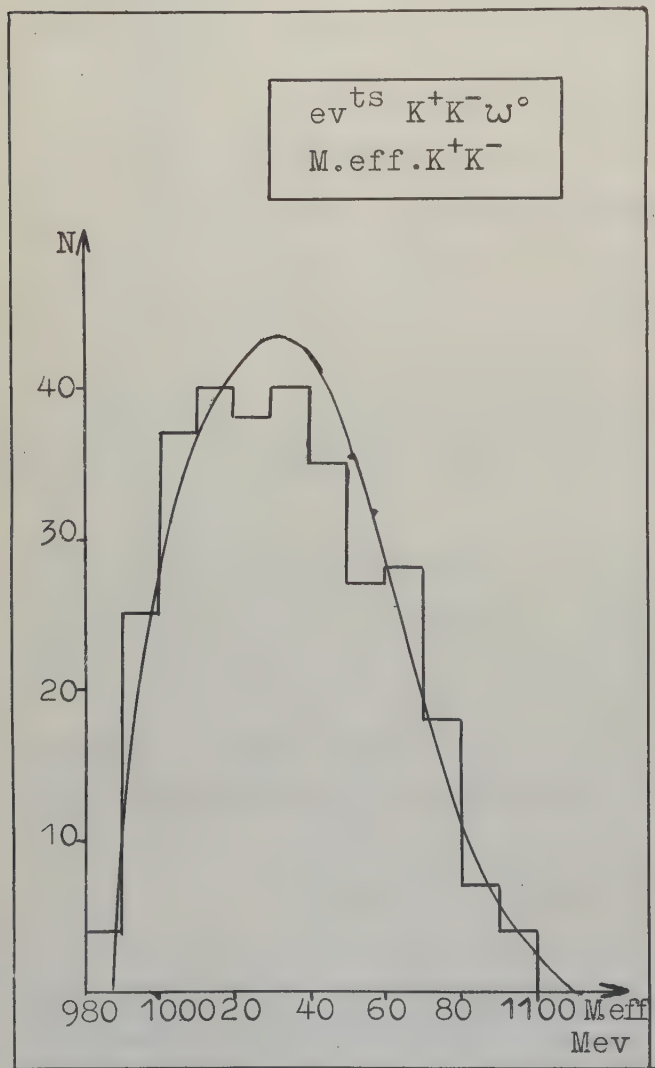


Fig.(VI,4)

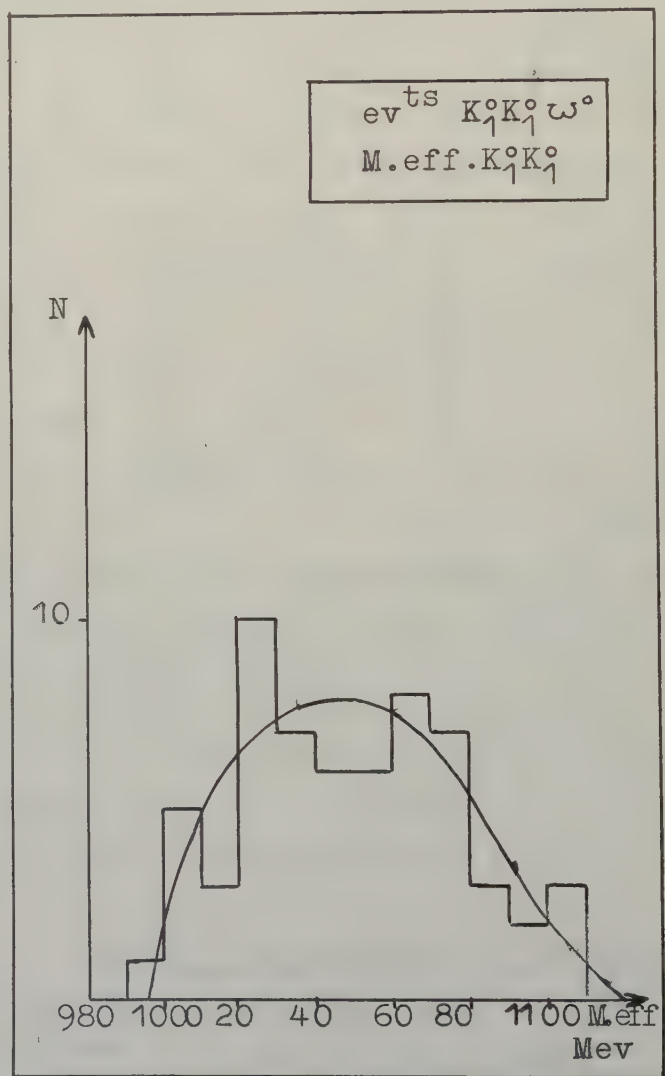


Fig.(VI,5)

de parcours faible (10,5 mm dans H_2 liquide pour le π à l'arrêt) qui se désintègre avec émission d'un électron peu énergétique.

De même si le π se désintègre en vol avec émission de μ on peut facilement le confondre avec une désintégration de τ' produisant une particule d'énergie assez basse.

Ces coupures n'interviennent que dans les parties basses des spectres d'émissions de l'électron dans le K_{e3} et du $\pi^\pm$ dans le τ' , c'est pourquoi la perte totale d'évènements est évaluée à 4 % du nombre de K retenus, Réf.(VI,c).

4) Pertes dues à la confusion possible des π et des K.

Ceci intéresse les trajectoires très courtes, π ou K se désintégrant à quelques millimètres de l'origine. Nous admettons qu'au-dessous de 3 mm la visibilité est aléatoire, il y a possibilité de confusion ou même de ne pas voir le K. C'est pour cette raison qu'il semble raisonnable de ne pas retenir les K d'une énergie cinétique inférieure à 5 Mev (3 mm de parcours).

5) Pertes dues à la non détection des évènements.

Ceci évidemment se produit quand les deux K sortent de la chambre avant désintégration ou avant interaction.

Sur la Fig.(V,1) nous avons porté un histogramme des longueurs moyennes des K détectés. D'après celui-ci nous avons évalué à 13,5 cm la longueur moyenne de visibilité. Ceci est le parcours d'un K d'énergie cinétique de 33 Mev.

On considérera donc ce 33 Mev comme la limite supérieure au-dessus de laquelle les K ne sont plus tous détectés.

Détermination du nombre de $\omega^0(K^+K^-)$ produits

1) Résultats obtenus.

Nous avons porté les évènements $\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, c'est-à-dire ceux dont la masse effective est dans la bande 755 - 815 Mev après coupures en χ^2 , sur un diagramme de Dalitz en énergie cinétique des 2 K Fig.(VI,2) avec les conventions suivantes

X Evènements détectés par le K^- vu

O Evènements détectés par le K^+ vu

X Evènements détectés par les K^+ et K^- vus tous deux.

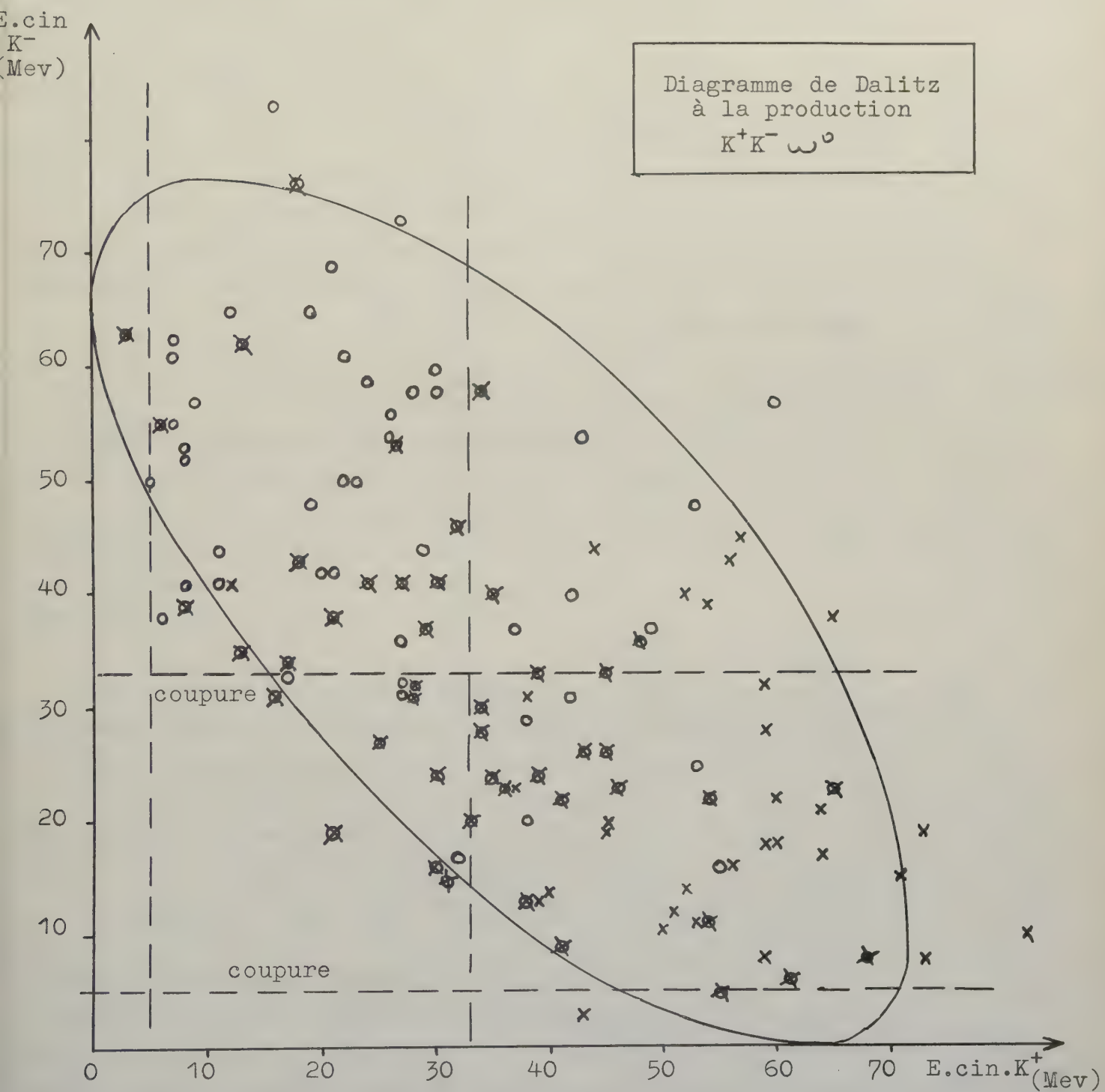


Fig.(VI,2)

On voit que l'on obtient les chiffres suivants :

Nombre d'évènements avec K^+ vu par désintégration	: 44
- - - K^- - - -	: 6
- - - K^- vu par interaction	: 27
- - - K^+ et K^- vus par désintégration	: 46
Soit un total de $n_1 = 123 \text{ ev}^{\text{ts}}$	

2) Réduction aux zones de visibilité totale :

Celles-ci sont définies comme précédemment exposé, par les coupures 5 Mev et 33 Mev d'énergie cinétique des K.

Tous les évènements situés à l'intérieur de ces coupures Fig.(VI,2) sont retenus comme bons.

Soit : $n_2 = 97 \text{ ev}^{\text{ts}}$.

3) Extension à l'espace de phase total.

Pour normaliser le nombre de ω^0 obtenu entre coupures à l'espace de phase total, nous devons évaluer le comportement de la densité en chaque point du diagramme.

De l'étude faite en début de ce chapitre, nous déduisons que, dans l'état 3S_1 , les états de moments angulaires relatifs entre particules sont (0, 0), ce qui laisse envisager un peuplement uniforme.

Dans l'état 1S_0 , les moments angulaires relatifs sont (1, 1), ce qui se ramène à un élément de matrice pseudovectoriel identique à celui de la désintégration $\omega^0 \rightarrow 3\pi$.

$$M = \vec{p} \wedge \vec{q}$$

Ce dernier correspond à une densité forte au centre, et nulle sur le contour du diagramme de Dalitz.

Notre inconnue est le rapport des états $^1S_0/3S_1$ à la production.

Pour avoir une statistique meilleure nous avons étudié la densité de peuplement sur l'ensemble de nos évènements. La Fig.(VI,3) représente un diagramme de Dalitz en énergie des K pour ces évènements, avec les trois contours d'espace de phase correspondant respectivement à

$$M_{\omega} = 770, 785 \text{ et } 800 \text{ Mev.}$$

Pour étudier la densité nous avons regardé la masse effective K^+K^- Fig.(VI,4) en y superposant la courbe d'espace de phase calculée en tenant compte de la largeur de bande

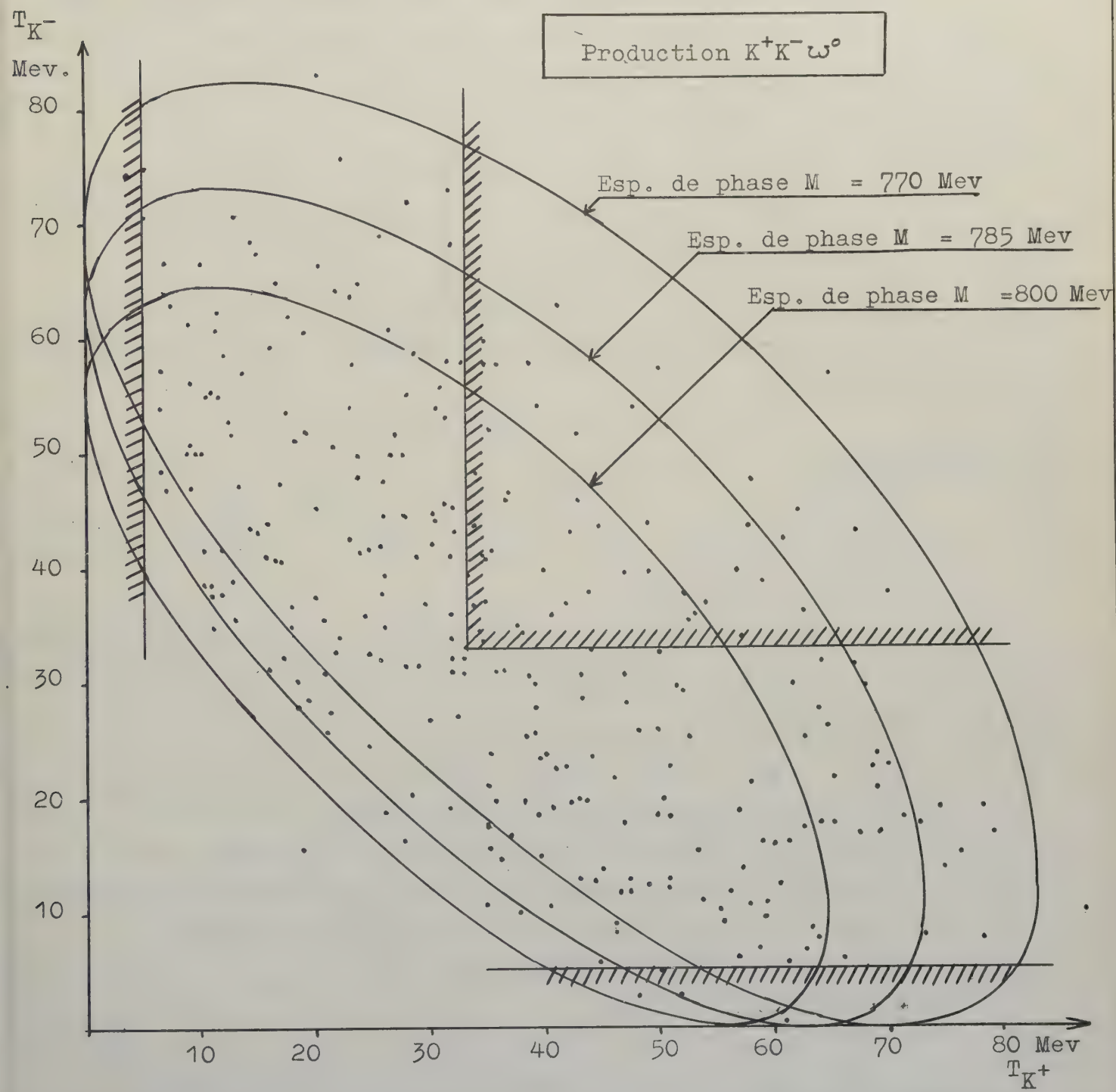


Fig.(VI,3)

du ω^0 (60 Mev) et des pertes hors coupures, et supposant toute la production dans l'état 3S_1 .

Cette répartition des masses K^+K^- est en bon accord avec notre spectre calculé, nous développons en Annexe II quelques autres considérations sur cet histogramme. Toutefois pour le sujet qui nous intéresse notre conclusion sera que l'hypothèse d'une densité uniforme dans le diagramme semble raisonnable.

Dans ce cas le rapport des événements entre coupures à l'ensemble, tenant compte de la bande large choisie pour ω^0 est

$$\frac{N \text{ entre coupures}}{N \text{ total}} = 0,721$$

Le nombre d'événements vus, étendu à tout le diagramme est donc

$$n_3 = 97 \times \frac{1}{0,721} = 134,6 \text{ ev}^{ts}$$

4) Correction des événements non mesurables.

Ceux-ci ont été mis en relief au tableau (III,13) et nous devons ajouter à notre nombre ci-dessus le terme correctif exprimé ci-dessous.

$$(\text{non mesurables}) \times \frac{K^+K^-\omega^0}{K^+K^-\pi^+\pi^- + K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0} \times \frac{N \text{ entre coupures}}{N \text{ détecté}} \times 0,$$

Le résultat est $16,4 \text{ ev}^{ts}$

Soit alors le nombre total

$$n_4 = 134,6 + 16,4 = 151 \text{ ev}^{ts}$$

5) Correction pour contamination en vol.

Celle-ci était évaluée globalement de 14 %, mais sur ce lot 8,7 % a été détecté par l'antiproton, nous enlèverons donc seulement 5,3 % de contamination résiduelle

$$n_5 = 151 \times 0,947 = 142,8 \text{ ev}^{ts}$$

6) Enlèvement du fond.

Un certain fond d'événements non résonnant subsiste, que nous soustrairont en employant le processus décrit au ch.V, tenant compte de l'histogramme des masses effectives $\pi^+\pi^+\pi^-$ issu des événements $K^+\pi^+\pi^-\pi^- (K^0)$.

Le rapport $\frac{\omega^0}{\omega^0 + \text{fond}}$ est trouvé égal à 86,2 %, d'où l'on déduit le nombre de ω^0 :

$$n_6 = 142,8 \times 0,862 = 123 \text{ ev}^{\text{ts}}$$

- 7) Correction du choix de la bande 755 - 815 Mev.

Si nous supposons le ω^0 de largeur nulle, ou tout au moins très faible, le choix de la bande 755 - 815 Mev pour la masse du ω , nous a conduit à conserver une largeur de 4σ dans une gaussienne, soit 0,95 % des événements, d'où

$$n_7 = 123 \times \frac{1}{0,95} = 129,5 \text{ ev}^{\text{ts}}$$

- 8) Correction pour les modes neutres du ω^0 .

Le rapport de branchement établi au ch.V nous permet de déduire :

$$\frac{\omega_0 \rightarrow 3\pi + \omega_0 \rightarrow \text{neutres}}{\omega_0 \rightarrow 3\pi} = 1,17$$

d'où

$$n_8 = 129,5 \times 1,17 = 151,7 \text{ ev}^{\text{ts}}$$

- 9) Correction pour les modes neutres non vus d'interaction K^-

Sur 123 événements de départ, 27 provenaient de K^- vus et nous avons établi que le rapport $\frac{K^- \rightarrow \text{modes neutres}}{K^- \rightarrow \text{modes visibles}} = 0,127$

Nous corrigerons donc le nombre total de K^- dans le rapport

$$\frac{27}{123} \times \frac{0,127}{1 - 0,127} = 0,032$$

d'où

$$n_9 = 151,7 \times 1,032 = 156,6$$

- 10) Correction pour élimination d'une partie de K_{e3}, τ' .

Ceci a été exposé plus haut et revient à appliquer une correction de 4 % sur le nombre de K retenus.

d'où

$$n_{10} = 156,6 \times 1,04 = 163 \text{ ev}^{\text{ts}}$$

Nous considérerons ce chiffre comme étant nombre total de $K^+K^-\omega^0$ produits dans le lot étudié.

$$n_{+-} = 163$$

Nous prendrons comme incertitude sur le nombre d'événements produits, la fluctuation moyenne sur le nombre d'événements observés, soit $\sqrt{97}$, normalisée au nombre obtenu après corrections.

$$\Delta n_{+-} = \frac{163}{97} \sqrt{97} = 16,6 \text{ ev}^{\text{ts}}$$

Si la normalisation de l'erreur à partir du nombre d'évènements vus est légitime pour toutes les corrections qui appliquent des facteurs multiplicatifs, pour la correction en évènements non mesurables qui est additive le procédé n'est plus légitime.

En fait en faisant porter l'erreur statistique sur les seuls évènements entre coupures (97 au lieu des 123 vus), on obtient probablement une erreur qui tient bien compte des incertitudes sur les différents facteurs.

ETUDE DE LA PRODUCTION $K^0 K^0$

Nous procéderons de nouveau par estimation des pertes dues au dépouillement.

Pertes au dépouillement :

Les V^0 issus de l'annihilation peuvent être perdus de deux façons, les uns par longueur de vol trop faible - ils sont alors indiscernables des traces d'annihilation - les autres par longueur de vol trop grande - alors il se désintègrent hors de la chambre.

Ces deux facteurs de pertes ont été évalués séparément en tenant compte du volume fiduciaire choisi pour les évènements, de la distribution expérimentale des points d'arrêts dans la chambre et de la zone de visibilité estimée.

Nous obtenons, avec l'impulsion moyenne des V^0 dans la production $K^+ K^-$, c'est-à-dire 250 Mev/c, voir Réf.(IV,b)

- Perte en V^0 à l'origine = 7,7 %

- Perte V^0 sortis de chambre : < 1 %, donc négligeable.

Le taux de pertes à l'origine entraîne une perte d'évènements de 14,2 % avec 1 seul V^0 perdu et une perte de 0,6 % avec 2 V^0 perdus ; mais nous avons vu que, lorsqu'un V^0 se désintègre à l'origine, l'évènement est récupéré sous forme de V^0 4 chargés. Expérimentalement nous trouvons dans la bande du ω^0 (750 - 800 Mev)

26 ev^{ts} provenant des 2 V^0 2 chargés

4 ev^{ts} - - - V^0 4 chargés

Le rapport $\frac{4}{26 + 4} = 15$ %, est donc en bon accord avec les 15,4 % attendus, et nous adopterons le chiffre de 30 évènements comme nombre réel dans la bande.

La correction pour bonne mesurabilité des évènements est faite

en répartissant les 3 événements non mesurables suivant les poids $\frac{K_1^0 K_1^0 \omega^0}{K_1^0 K_1^0 2 \text{ chargés}}$, soit $0,6 \text{ ev}^{ts}$

Nombre de ω^0 observés.

Nous soustrayons le fond en suivant la méthode exposée au chapitre IV, en nous basant sur la répartition Meff. $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ dans les $K^0 K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$, le fond est estimé à $0,9 \text{ ev}^{ts}$.

Le nombre final d'événements ω^0 vus est donc

$$m_0 = 29,7 \text{ ev}^{ts}$$

Et nous en déduisons le nombre de ω^0 réels produits en corrigeant pour les modes neutres de désintégration du ω^0 et la coupure à 2 écarts-types de la gaussienne

$$m_1 = \frac{29,7}{0,855} \times \frac{1}{0,95} = 36,6 \text{ ev}^{ts}$$

Nombre de ω^0 produits.

Nous avons exposé dans le premier paragraphe de ce chapitre les contraintes imposées par l'application des règles de sélection à la production

$$\bar{p} + p \longrightarrow K^0 + \bar{K}^0 + \omega^0$$

1) Contribution de l'état 3S_1 :

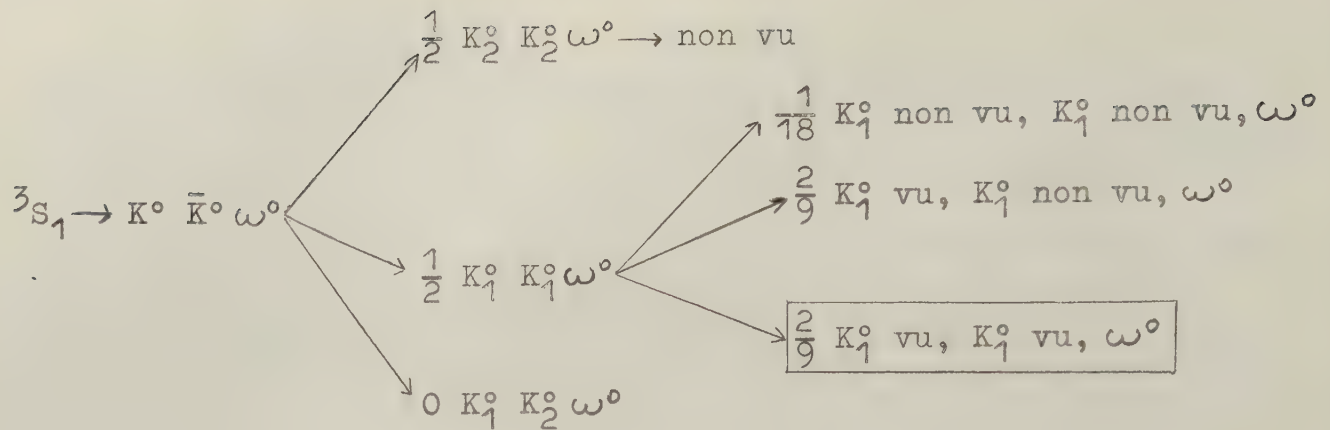
Rappelons que seul l'état initial 3S_1 peut donner lieu à la production $K_1^0 K_1^0 \omega^0$, seule observable. Le tableau suivant nous permet d'établir le rapport du nombre d'événements vus au nombre réel provenant de l'état 3S_1

Nous appellerons K_1^0 vu, le mode $K_1^0 \longrightarrow \pi^+ + \pi^-$

K_1^0 non vu, le mode $K_1^0 \longrightarrow \pi^0 + \pi^0$

et prendrons :

$$\frac{K_1^0 \text{ vu}}{K_1^0 \text{ non vu}} = 2$$



Le nombre total de ω^0 produit à partir de l'état $3S_1$ est donc

$$m_2 = \frac{9}{2} \times 36,6 = 165 \text{ ev}^{ts}$$

L'erreur purement statistique normalisée est alors

$$\Delta m_2 = 30 \text{ ev}^{ts}$$

Le tableau précédent purement statistique est faussé si la production fait intervenir d'autres états résonnants par exemple une interaction $K \bar{K}$. En vue d'étudier cette possibilité, nous avons représenté en Fig.(VI,5) un histogramme des masses effectives $K_1^0 K_1^0$, étendu à tous nos événements pour avoir une statistique meilleure. La courbe d'espace de phase a été calculée en tenant compte de la largeur de la bande ω^0 (40 Mev). Comme nous ne distinguons pas d'écarts significatifs entre espace de phase et histogramme, nous tiendrons pour valide le raisonnement tenu plus haut sur la production $K_1^0 K_1^0 \omega^0$ visibles.

2) Contribution de l'état $1S_0$.

La contribution de l'état initial $1S_0$ à la production n'est pas directement observable. En effet, celui-ci apparaît seulement suivant le mode $K_1^0 K_2^0 \omega^0$, qui se manifeste sous la forme $K_1^0 \pi^+ \pi^-$ avec une masse manquante $\gg 500$ Mev (Masse K^0).

La Fig.(VI,6) représente l'histogramme de l'impulsion des V^0 pour cette classe d'événements (a) en même temps que les histogrammes des impulsions des K^0 pour les événements $K_1^0 K_1^0 \omega^0$ (b) et $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ hors de la bande ω^0 (c).

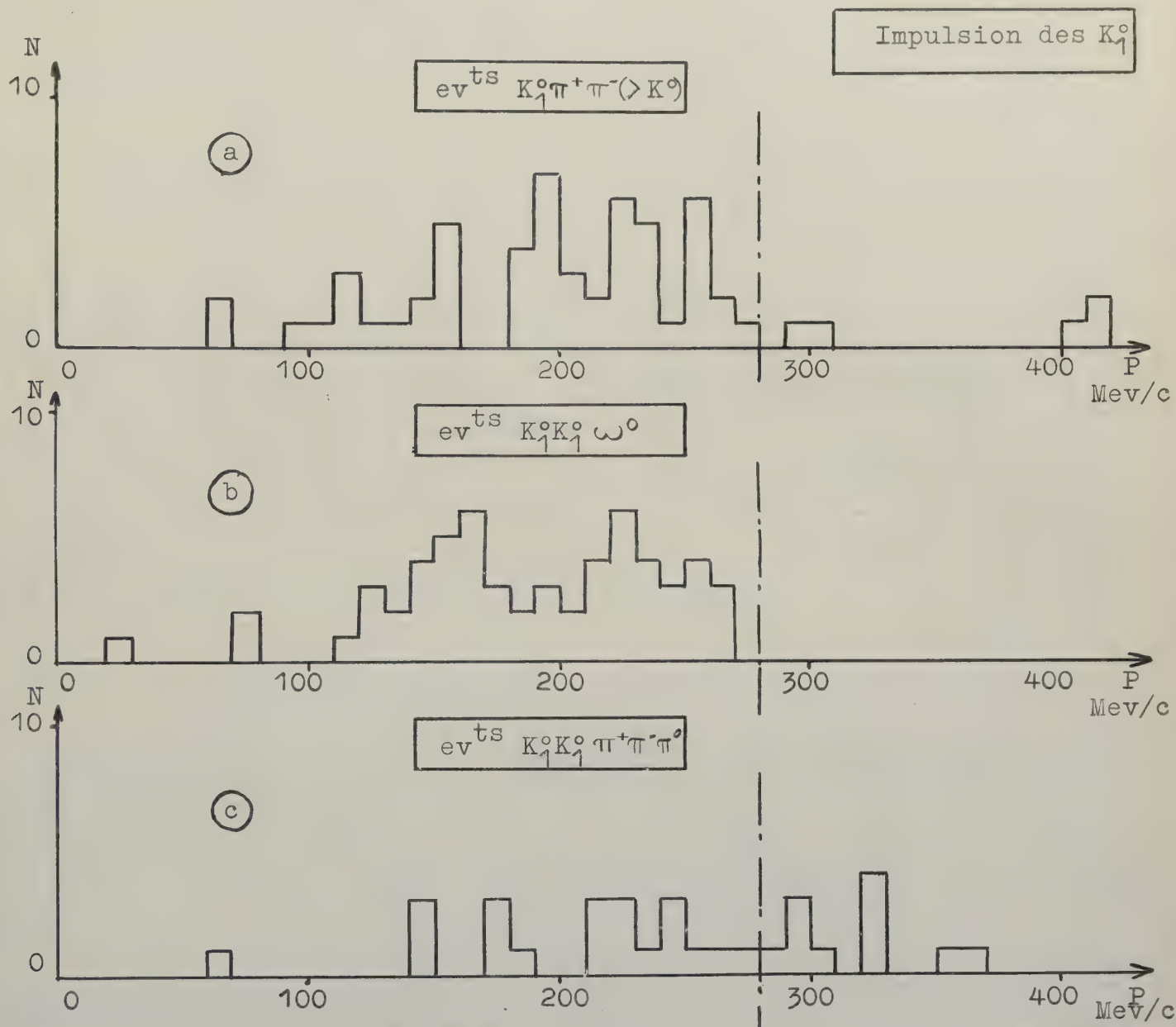
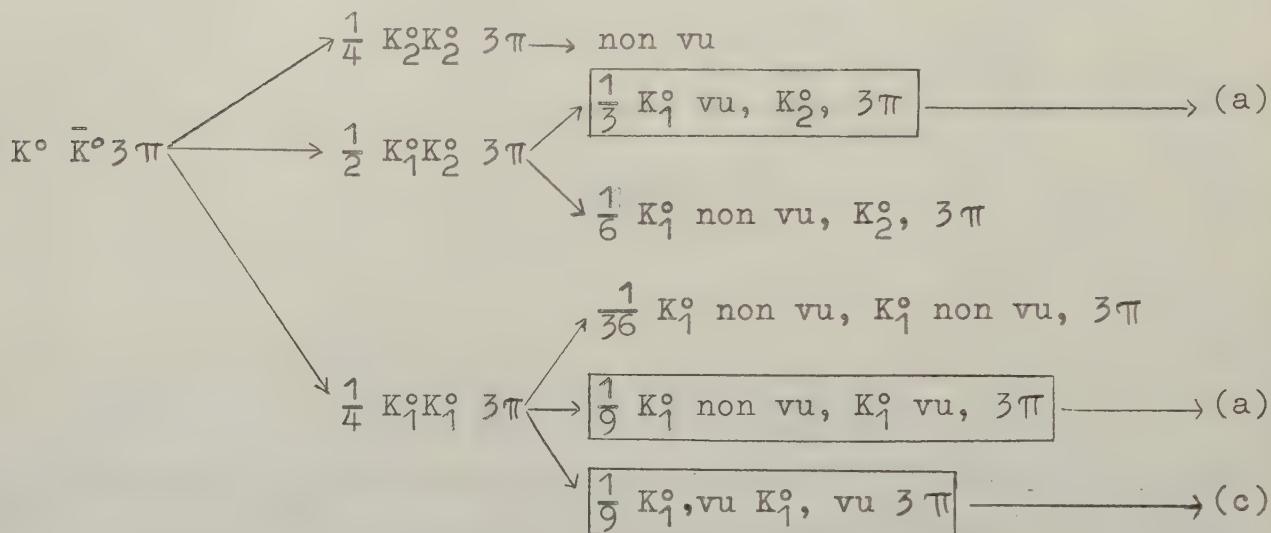


Fig.(VI,6)

Nous ne considérons dans les histogrammes (a), (b) et (c) que les impulsions ≤ 300 Mev/c, limite d'espace de phase pour la production d'un ω^0 .

D'après ce que nous avons vu dans le tableau ci-dessus, l'histogramme (b) contribue dans une proportion $1/2$ à l'histogramme (a) par la voie K_1^0 vu, K_1^0 non vu, ω^0 [car il y a 2 valeurs de P (K) par évènement dans (b)].

La contribution de la production hors du ω^0 que nous supposons purement statistique, est mise en valeur par le tableau suivant :



Le nombre d'évènements en (a) déduit de (c) est donc dans le rapport $\frac{1/3 + 1/9}{1/9} = 4$, ce qui signifie un nombre de K^0 intervenant dans l'histogramme (a) et provenant de (c) dans un rapport 2 [car de nouveau il y a 2 valeurs de P (K) par évènement dans (c)].

D'après les rapports que nous venons de définir, pour la bande 0 - 300 Mev/c

1) dans (b) le nombre de K^0 est de 50 (25 ev^{ts}), la contribution à (a) est donc de $25 K_1^0$.

2) dans (c) le nombre de K^0 est de 21 ($10,5 \text{ ev}^{ts}$), la contribution à (a) est donc $42 K_1^0$.

La contribution de (b) et (c) à (a) avec une erreur purement statistique est donc :

$$67 \text{ ev}^{ts} \pm 10,5 \text{ ev}^{ts}$$

or le nombre observé est de

$$53 \text{ ev}^{\text{ts}} \pm 7,3 \text{ ev}^{\text{ts}}$$

L'excès d'évènement en (a) est donc de

$$- 14 \text{ ev}^{\text{ts}} \pm 13 \text{ ev}^{\text{ts}}$$

Nous en concluons donc que la contribution d'évènements étrangers aux $K_1^0 K_1^0 3\pi$ et $K_1^0 K_1^0 \omega^0$ avec un K_1^0 non vu, est probablement nulle ou faible, ce qui revient à dire que la contribution $K_1^0 K_2^0 \omega^0$ est nulle ou très faible, donc les évènements $K^0 \bar{K}^0 \omega^0$ ne proviennent pratiquement pas de l'état 1S_0 .

Cette déduction suppose une production statistique hors du ω^0 , ce qui n'est peut être pas réalisé réellement. Toutefois l'accord entre les taux de production $K^+ K^- \omega^0$, et $K^0 \bar{K}^0 \omega^0$ provenant de l'état 3S_1 , nous porte à croire qu'aucun $K \bar{K} \omega^0$ ne provient de l'état 1S_0 , les effets de barrière centrifuge semblent en effet défavoriser la production à partir de cet état. Remarquons d'ailleurs que le mode $K^+ K^- \omega^0$ est normalement favorisé par espace de phase, par rapport au mode $K^0 \bar{K}^0 \omega^0$.

3) Nombre final adopté.

Nous adopterons donc comme nombre définitif de production $K^0 \bar{K}^0 \omega^0$

$$m_3 = 165 \text{ ev}^{\text{ts}}$$

$$\Delta m_3 = 30 \text{ ev}^{\text{ts}}$$

TAUX ABSOLUS DE PRODUCTION.

Nous devons normaliser les nombres cités ci-dessus au nombre total d'annihilations au repos ayant été utilisées pour les déduire.

Les 36 films contiennent 36.952 photos utiles, parmi lesquelles ont été retenues $N_0 = 78.634$ annihilations comportant $n_0 = 3.602$ annihilations sans branche visible.

Ces 3.602 annihilations contiennent à la fois les véritables annihilations avec production de mésons neutres et les échanges de charge à déduire.

Pour évaluer ces derniers nous avons considéré une section efficace moyenne à l'intérieur de nos limites égale à 14 m b Fig.(III,8) Réf.(III,e). Le nombre d'échanges de charge qui s'en déduit est :

$$n'_0 = N_0 \left(1 - e^{-\frac{21}{1960}} \right) = 846 \text{ ev}^{ts}$$

L'article en Réf.(III,e) donne également le rapport production neutre à l'arrêt, égal à 0,035. Si nous supposons que ce rapport se conserve pour les événements légèrement en vol, le nombre d'annihilations en modes neutres attendu serait de 2.754 ev^{ts} .

La contribution calculée est donc de 3.600 ev^{ts} et le nombre relevé étant 3.602, nous adopterons comme nombre d'annihilations réelles :

$$N_1 = N_0 - n'_0 = 77.788 \text{ ev}^{ts}$$

Parmi ces événements la contamination d'événements en vol estimée est de 14 % (cf.chapitre III), d'où le nombre d'annihilations à l'arrêt :

$$N_2 = 66.898 \text{ ev}^{ts}$$

Les taux de production sont alors

$$\frac{K^+K^- \omega^0}{\text{toutes les annih.}} = \frac{n_4 \pm \Delta n_4}{N_2} = 2,4 \pm 0,25 \text{ } \text{‰}$$

$$\frac{K^0\bar{K}^0 \omega^0}{\text{toutes les annih.}} = \frac{m_3 \pm \Delta m_3}{N_2} = 2,45 \pm 0,45 \text{ } \text{‰}$$

$$\frac{K\bar{K} \omega^0}{\text{toutes les annih.}} = 4,85 \pm 0,50 \text{ } \text{‰}$$

Une valeur de la production $K^+K^- \omega^0$ avait été estimée sur un autre lot d'événements appartenant à la même expérience, et évaluée à $2,14 \pm 0,24 \text{ } \text{‰}$. Ce chiffre est compatible avec le nôtre à un écart

CONCLUSIONS

L'étude expérimentale de la production des antiprotons par le synchrotron de 25 Gev du C.E.R.N. nous a permis de construire un faisceau séparé et d'obtenir de bonnes conditions pour une expérience d'antiprotons à l'arrêt : $2,2 \bar{p}$ par photographies.

Parmi les annihilations avec production de mésons K, nous avons pu mettre en évidence une contribution importante du ω^0 .

L'étude de cette particule et de ses nombres quantiques nous a permis de vérifier les assignations quantiques antérieures à savoir :

$$I = 0$$

$$J = 1$$

$$P = -1$$

$$C = -1$$

$$G = -1$$

Nous avons pu également définir sa masse et sa largeur

$$M_{\omega^0} = (779,4 \pm 1,1) \text{ Mev}$$

$$0 < \Gamma_{\omega^0} < 17 \text{ Mev.}$$

L'étude des modes de désintégration du ω^0 nous a permis d'aboutir aux conclusions suivantes :

- 1) Désintégration $\pi^+\pi^-\pi^0$: il n'y a pas d'évidence de particules intermédiaires dans cette désintégration.
- 2) Les modes neutres de désintégration existent avec le rapport de branchement $\frac{\omega^0 \rightarrow \text{neutres}}{\text{tous les modes}} = 14,5 \% \pm 3,5 \%$.
- 3) La limite supérieure du mode $\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ est estimée à $\frac{\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma}{\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma} \leq 5 \%$ à 95 % de certitude
D'où nous déduisons $\frac{\omega^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma}{\omega^0 \rightarrow \text{neutres}} \leq 15 \%$ à 95 % de certitude
- 4) La limite supérieure du mode $\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ est estimée à $\frac{\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-}{\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} \leq 8 \%$
- 5) La limite supérieure du mode $\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ est estimée à $\frac{\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-}{\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} \leq 2 \%$

L'évaluation de la voie de production $K\bar{K}\omega^0$ nous a donné les chiffres suivants :

$$\frac{K^+K^-\omega^0}{\text{toutes les annihilations}} = 2,4 \text{ } \text{‰} \pm 0,25 \text{ } \text{‰}$$

$$\frac{K^0\bar{K}^0\omega^0}{\text{toutes les annihilations}} = 2,45 \text{ } \text{‰} \pm 0,45 \text{ } \text{‰}$$

$$\frac{K\bar{K}\omega^0}{\text{toutes les annihilations}} = 4,85 \text{ } \text{‰} \pm 0,50 \text{ } \text{‰}$$

Les annihilations dans ce mode sont compatibles avec une production entièrement dans l'état 3S_1 pour le système $\bar{p} p$.

Une étude annexe de l'existence d'un effet $K\bar{K}$, ne permet pas de mettre en évidence celui-ci dans nos événements avec production de ω^0 .

ANNEXE I

ETUDE DE PEUPLEMENT DU DIAGRAMME DE DALITZ -

Les éléments de matrice correspondant aux nombres quantiques 1^{+-} , 1^{--} , et 0^{-+} , utilisés pour le calcul de la population du diagramme de Dalitz à la désintégration du $\omega^0 \rightarrow 3\pi$, sont de la forme suivante, ramenés aux variables E_1, E_2, E_3 , énergie totale respectives des 3π .

$$1^{--} \quad M = \vec{p} \wedge \vec{q}$$

$$\begin{aligned} M^2 &= (E_1^2 - m_1^2)(2E_2^2 - E_1^2 - 2m_2^2 + m_1^2) \\ &+ (E_2^2 - m_2^2)(2E_3^2 - E_2^2 - 2m_3^2 + m_2^2) \\ &+ (E_3^2 - m_3^2)(2E_1^2 - E_3^2 - 2m_1^2 + m_3^2) \end{aligned}$$

$$1^{+-} \quad M = E_1 (\vec{p}_2 - \vec{p}_3) + E_2 (\vec{p}_3 - \vec{p}_1) + E_3 (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)$$

$$\begin{aligned} M^2 &= E_1^2 (2E_3^2 + 2E_2^2 - E_1^2 - 2m_3^2 - 2m_2^2 + E_1^2) \\ &+ E_2^2 (2E_1^2 + 2E_3^2 - E_2^2 - 2m_1^2 - 2m_3^2 + E_2^2) \\ &+ E_3^2 (2E_2^2 + 2E_1^2 - E_3^2 - 2m_2^2 - 2m_1^2 + E_3^2) \end{aligned}$$

$$0^{-+} \quad M = (E_1 - E_2)(E_2 - E_3)(E_3 - E_1)$$

$$M^2 = (E_1 - E_2)^2 (E_2 - E_3)^2 (E_3 - E_1)^2$$

Le calcul du peuplement du diagramme de Dalitz est effectué par intégrale numérique dans des secteurs polaires d'ouverture $\Delta\theta$, en sommant sur les éléments de surface $2(r + \frac{\Delta r}{2}) \operatorname{tg} \frac{\Delta\theta}{2} \Delta r$

$$N = N_0 \frac{\sum_{\theta=0}^{\theta} \sum_{r=0}^{R(\theta)} |M|^2 2(r + \frac{\Delta r}{2}) \operatorname{tg} \frac{\Delta\theta}{2} \Delta R}{2\pi \sum_{\theta=0}^{\theta} \sum_{r=0}^{R(\theta)} M^2 2(r + \frac{\Delta r}{2}) \operatorname{tg} \frac{\Delta\theta}{2} \Delta R}$$

On en déduit les limites des zones à égal peuplement présentées au chapitre V.

ANNEXE II

ETUDE DU $\bar{K}\bar{K}$.

Nous reprendrons ici une étude brièvement ébauchée au ch.VI, sur les possibilités d'état résonnant $\bar{K}\bar{K}$ associé avec le ω^0 .

Ce sujet est particulièrement intéressant du fait que plusieurs expériences de hautes Energie, Réf.(A,a), font état d'une déformation des spectres de masses effectives $\bar{K}\bar{K}$ vers les valeurs basses.

Récemment Bertanza et al., Réf.(A,b) ont mis en évidence un tel effet dans la production:



les erreurs expérimentales ne permettent pas de conclure qu'il s'agit vraiment d'une résonance à valeur de Q faible (≈ 20 Mev) ou d'une grande longueur de scattering entre les deux K dans l'état S.

L'étude des réactions



par Alexander et al., Réf.(A,c) conduit à l'observation d'un effet $\bar{K}\bar{K}$ à basse énergie dans l'état final $K_1^0 K_1^0$, inexistant en $K_1^0 K^-$ (le mode $K_1^0 K_2^0$ n'est pas mesurable). La conclusion est l'existence possible d'une résonance en 0^{+++} ou 2^{+++} .

Enfin plus récemment il semble bien établi qu'une résonance existe à 1020 Mev, avec une largeur faible ≈ 20 Mev, dans l'état $K_1^0 K_2^0$, ce qui implique les nombres quantiques 1^{---} , 3^{---} , Réf.(A,d).

Nous basant sur le fait que notre production est compatible avec une production entièrement dans l'état 3S_1 , nous n'envisagerons que cet état initial.

L'application des règles de sélection au système $\bar{K}\bar{K}\omega$ avec les notations habituelles :

l = moment angulaire relatif des 2 K,

L = moment angulaire relatif du ω par rapport au C.M.
des 2 K,

nous conduit aux systèmes suivants :

	p $\bar{p}$					K $\bar{K}$ ω						K $\bar{K}$					
	J	P	C	I	G	1	L	J	P	C	I	G	J _{K$\bar{K}$}	P _{K$\bar{K}$}	C _{K$\bar{K}$}	I _{K$\bar{K}$}	G _{K$\bar{K}$}
3S_1 (I=0)	1	-	-	0	-	0	0	1	-	-	0	-	0	+	+	0	+
3S_1 (I=1)	1	-	-	1	+	0	0	1	-	-	1	+	0	+	+	1	-

les états initiaux 3S_1 (I = 0) et 3S_1 (I = 1) ont a priori une probabilité égale et les états pour les systèmes $K\bar{K}$: 0^{+++} et 0^{++-} devraient donc avoir des poids égaux, avec chacun la possibilité de désintégration en $K_1^0 K_1^0$ ou $K^+ K^-$.

Or nous avons pu montrer au chapitre VI, qu'aucune déviation systématique par rapport au spectre d'espace de phase, n'était décelable.

Nous concluerons donc en deux sens :

- 1) Nous n'avons pas d'évidence concernant l'existence d'une résonance fine ($\Gamma \cong 20$ Mev) à valeur de $Q < 100$ Mev. dans le système $K\bar{K}$, et avec les nombres quantiques 0^{+++} et 0^{++-}
- 2) L'effet d'une grande longueur de scattering dans l'état S entre K et $\bar{K}$ devrait se marquer plus fortement dans nos histogrammes, quoique la valeur $Q_{K\bar{K}}$ soit confinée dans des limites étroites ($0 < Q_{K\bar{K}} < 90$ Mev).

Les résultats relatifs à un effet $K\bar{K}$ à basse énergie dans les autres expériences devraient plus vraisemblablement trouver leur explication dans un effet de périphérisme, qui n'existe pas dans nos arrêts.

BIBLIOGRAPHIE.

CHAPITRE I -

- (I,a) - Possible existence of a heavy neutral meson
YOICHIRO NAMBU
Phys. Rev. 106 - 1366 (1957)
- (I,b) - Three - pion resonance or bound state
GEOFFREY F. CHEW
Phys. Rev. Let. 4 - 142 (1960)
- (I,c) - Effect of a Pion - pion scattering resonance on nucleon capture
W.R. FRAZER and U.R. FULCO
Phys. Rev. Let. 2 - 365 (1960)
- (I,d) - Pions Resonances
J.J. SAKURAI
Nuovo Cimento 16 - 388 (1960)
- (I,e) - Evidence for a $T = 0$ Three pion resonance
B.L. MAGLIC, L.W. ALVAREZ, A.H. ROSENFELD and
M.L. STEVENSON
Phys. Rev. Let. 7 - 178 (1961)
- (I,f) - Three - pion resonances in $\pi^+ - D$ reactions
A. PEVSNER, R. KRAEMER, M. NUSSBAUM, P. SCHLEIN,
T. TOOHIG, M. BLOCK, A. KOVACS, C. MELTZER
Proceedings Aix-en-Provence Conf. 1961 p.277 - vol.1
- (I,g) - Evidence confirming the $T = 0$ Three pion Resonance
N.H. XUONG and G.R. LYNCH
Phys. Rev. Let. 7 - 327 (1961)
- (I,h) - ω Meson Production in $p - p$ interaction at 2.85 Bev.
E.L. HART, R.I. LOUITTIT and T.W. MORRIS
Phys. Rev. Let. 9 - 133 (1962)
- (I,i) - Production of pion resonances in π^+p interaction
C. ALFF, D. BERLEY, D. COLLEY, N. GELFAND,
U. NAUENBERG, D. MILLER, J. SCHULTZ, J. STEINBERGER,
T.H. TAN, H. BRUGGER, P. KRAMER and R. PLANO.
Phys. Rev. Let. 9 - 323 (1962)

- (I,j) - ω and p production
W.D. WALKER, E. WEST, A.R. ERWIN, and R.H. MARCH
Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics 1962 p.42
- (I,k) - Multipion Production by 2.03 GeV/c π^- in hydrogen
D.D. CARMONY, F. GRARD, R.T. VAN DE WALLE and
NGUYEN-HUN-XUONG
Proceeding Int. Conf. on High Energy Physics 1962 p. 44
- (I,l) - Production and decay of the p and ω mesons in antiprotons
annihilations.
G.B. CHADWICK, W.T. DAVICS, M. DERRICK, C.J.B. HAWKINS
P.B. JONES, J.H. MULVEY, D. RADOJICIC and
C.A. WILKINSON, M. CRESTI, A. GRIGOLETTO,
S. LIMENTARRY, A. LORIA, L. PERUZZO and R. SANTANGELO
Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics 1962 - p. 69
- (I,m) - Elastic scattering and multipion annihilations of
3.25 GeV/c antiprotons in hydrogen.
T. FERBEL, J. SANDWEISS, H.D. TAFT, M. GAILLARD,
T.W. MORRIS, R.M. LEA, T.E. KALOGEROPOULOS.
Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics 1962 - p. 76
- (I,n) - The decays of the η and the ω mesons
M. MEER, R. STRAND, R. KRAEMER, L. MADANSKY,
M. NUSSBAUM, A. PEVSNER, C. RICHARDSON and
T. TOOFIG, M. BLOCK and S. ORENSTEIN.
Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics 1962 - p.103
- (I,o) - The K^- interactions at 2.24 GeV/c
L. BERTANZA, V. BRISSON, P.L. CONNOLLY, E.L. HART,
I.S. MITTRA, G.C. MONETTI, R.R. RAU, N.P. SAMIOS,
I.O. SKILLICORN, and S.S. YAMAMOTO, M. GOLDBERG,
L. GRAY, J. LEITNER, S. LICHTMAN and J. WESTGARD
Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics 1962 - p.279
- (I,p) - Interactions of 1.47 GeV/c negative K mesons in hydrogen
W.A. COOPER, H. COURANT, H. FILTHUTH, E.I. MALAMUD,
A. MINGUZZI-RANZI, H. SCHNEIDER, A.M. SEGAR,
G.A. SNOW and W. WILLIS, E.S. GELSEMA, J.C. KLUYVER
and A.G. TEANER, K. BROWNING, I.S. HUGHES,
R. TURNBULL.
Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics 1962 - p.298
- (I,q) - $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ and Λ^0 + neutrals final states in $K^- - p$ inte-
raction at K^- momenta of 1.22 and 1.51 GeV/c
J. BUTTON SHAFER, M. FERRO LUZZI, J. MURRAY,
M.L. STEVENSON and F.T. SOLMITZ
Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics 1962 - p.307

- (I,r) - Study of the ω^0 meson in annihilations $\bar{p} + p \rightarrow K + \bar{K} + \omega^0$ at rest.
R. ARMENTEROS, R. BUDDE, L. MONTANET,
D.R.O. MORRISON, A. SHAPIRA, S. NILSSON and
J. VANDERMEULEN - C.E.R.N.,
C. d'ANDLAU, A. ASTIER, C. GH ESQUIERE, B. GREGORY,
D. RAHM, P. RIVET and F. SOLMITZ - Collège de France
Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics at C.E.R.N.
1962 - p. 90
- (I,s) - General discussion - Session P 3
NGUYEN DINH-TU
Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics 1962 - p.111

CHAPITRE II -

- (II,a)- Observation of antiprotons
OWEN CHAMBERLAIN, EMILLIO SEGRE, CLYDE WIEGAND and
THOMAS YPSILANTIS
Phys. Rev. 100 - 947 (1955)
- (II,b)- Graphs of lab. spectra (at different angles (1° , 3° , 5° , 10° , 20°) of particle produced a 25 Gev p-p collisions according to statistical theory
J.V. BEHR and R. HAGEDORN
C.E.R.N. 60-20 - May 6, 1960
- (II,c)- A trajectory computer (G. VAN DARDEL, R. Nicolaysen) non publié
- (II,d)- Etude de la chambre à bulles à hydrogène de 81 cm en vue de l'exploitation physique
PAUL BAILLON
D.E.S. Faculté des Sciences - Université de Paris (1962)
- (II,e)- Chambres à bulles française au C.E.R.N.
L'onde électrique - XLI, n° 147 - décembre 1961

CHAPITRE III -

- (III,a)- Bul 2
Programme de dépouillement de résultats d'expériences en chambres à bulles.
L. BOSSET
Rapport Compagnie des Machines Bull - C.N.C.E.
- (III,b)- G.A.P. 1
An I.B.M. 7090 program for the analysis of bubble chamber photographs.
A. KERNAN, R. BOCK, W.G. MOORHEARD
C.E.R.N. - Int. Rapport 1270/p

- (III,c)- U.C.R.L. 2426 - vol. 2
- (III,d)- Information contents of particle tracks
WALTER H. BARKAS U.C.R.L. 9578
- (III,e)- Some low Energy proton - antiproton cross-sections
J.G. LOKEN and M. DERRICK
Phys. Let. 3 - 334 (1963)

CHAPITRE IV -

- (IV,a) - Espace des phases covariant relativiste
A. MULLER - A. VERGLAS
C.E.N.S. - Rapport interne - décembre 1962
- (IV,b) - P. RIVET - Thèse (communication privée).
- (IV,c) - Spin and parity of the ω^0 meson.
M.L. STEVENSON, L.W. ALVAREZ, B.C. MAGLIC,
A. ROSENFELD
Phys. Rev. 125 - 677 (1962)
- (IV,d) - Quantum numbers of the ω meson
DUERR, W. HEISENBERG
Nuovo Cimento - XXIII - 807 (1962)

CHAPITRE V -

- (V,a) - Rare decay modes of the $\omega(\eta)$ meson
YOICHIRO NAMBU and J.J. SAKURAI
Phys. Rev. Let. 8 - 79
- (V,b) - Decay products of vector mesons
G. FEINBERG
Phys. Rev. Let. 8 - 151 (1962)
- (V,c) - Decay rates of neutral mesons
M. GELL MANN, D. SHARP and W.G. WAGNER
Phys. Rev. Let. 8 - 261 (1962)
- (V,d) - Quantum numbers of the ω meson
DUERR, W. HEISENBERG
Nuovo Cimento XXIII - 807 (1962)
- (V,e) - Is isotopic spin a good quantum number for the new
isobars
SHELDON, L. GALSHOW
Phys. Rev. Let. 7 - 469 (1961)

- (V,f) - Electromagnetic mixing effects in elementary particle physics
J. BERNSTEIN, G. FEINBERG
Nuovo Cimento XXV - 343 (1962)
- (V,g) - Consequences of the G quantum number for decays of the new particles.
G. FEINBERG
Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics C.E.R.N.
1962 - p. 168

CHAPITRE VI -

- (VI,a) - $\bar{p}$ - p annihilations at rest into two mesons
R. ARMENTEROS, L. MONTANET, D.R.O. MORRISON,
S. NILSSON, A. SHAPIRA, J. VANDERMEULEN, and
D'ANDLAU ch., A. ASTIER, J. BALLAM, C. GHESQUIERE,
B.P. GREGORY, D. RAHM, P. RIVET, F. SOLMITZ.
Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics C.E.R.N.
1962 - p. 351
- (VI,b) - Hyperon production by K^- mesons incident on hydrogen
WILLIAM E. HUMPHREY
U.C.R.L. 9752
- (VI,c) - New determination of the K^+ decay branching ratios
BYRON P. ROE and DANIEL SINCLAIR
and JOHN L. BROWN, DONALD A. GLASER, JOHN A. KADIK,
and GEORGE H. TRILLING
Phys. Rev. Let. 7 - 346 (1962)

ANNEXE II -

- (A,a) - Strong interactions of strange particles experimental
B.P. GREGORY
Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics C.E.R.N. 1962
p. 779
- (A,b) - Possible resonances in the $\Xi \pi$ and $K\bar{K}$ system.
L. BERTANZA, V. BRISSON, P.L. CONNOLLY, E.L. HART,
L.S. MITTRA, C.C. MONETTI, R.R. RAU, N.P. SAMIOS,
I.O. SKILLICORN, S.S. YAMAMOTO, M. GOLDBERG, L. GRAY,
J. LEITNER, S. LICHTMAN and J. WESTGARD.
Pnys. Rev. Let. 9 - 180 (1962)
- (A,c) - Final state interactions in the $\pi^- + p \rightarrow K + \bar{K} + N$ reactions
GIDEON ALEXANDER, ORIN I. DAHL, LAURANCE JACOBS,
GEORGE R. KALBFLEISCH, DONALD R. MILLER, ALAN
RITTENBERG, JOSPEH SCHWARTZ and GERALD A. SMITH
Phys. Rev. Let. 9 - 460 (1962)

TABLE DES MATIERES

	Page
INTRODUCTION :	3
CHAPITRE I : Résultats concernant le ω^0	
- Prédications de la particule ω^0	5
- Mise en évidence et confirmation	6
CHAPITRE II: Conditions expérimentales	
- Production des antiprotons	10
- Constitution du faisceau	11
- Etude des conditions expérimentales	20
- Prise des photographies	27
CHAPITRE III: Etude des évènements	
- Choix des évènements	30
- Reconstruction et identification	33
- Elimination des évènements	38
- Lot d'évènements	44
CHAPITRE IV: Etude du ω^0	
- Observation du ω^0	49
- Masse du ω^0	51
- Largeur du ω^0	55
- Nombres quantiques du ω^0	57
CHAPITRE V: Modes de désintégration du ω^0	
- Evidence de la désintégration $\omega^0 \rightarrow$ neutres	67
- Evaluation du rapport de branchement $\omega^0 \rightarrow \frac{\text{neutres}}{\text{tous les modes}}$	72
- Possibilités de désintégration en modes neutres	75
- Recherche d'autres modes de désintégration	83
CHAPITRE VI: Production du ω^0	
- Règles de sélection et production du ω^0	86
- Etude de la production $K^+K^-\omega^0$	87
- Etude de la production $K^0\bar{K}^0\omega^0$	96
- Taux absolus de production	101
CONCLUSION	103
ANNEXE I Calcul du peuplement du diagramme de Dalitz	105
ANNEXE II Etude du $K\bar{K}$	106
BIBLIOGRAPHIE	108

Je prie Monsieur LEPRINCE-RINGUET d'agréer ma profonde gratitude pour l'accueil qu'il m'a réservé dans son laboratoire dès ma sortie de faculté, pour la confiance qu'il m'a accordée, et les conseils et encouragements qu'il m'a prodigués dans mon orientation.

Mes remerciements se portent tout particulièrement vers M. B.P. GREGORY, à qui je dois d'avoir été initié et formé à la physique expérimentale, d'abord auprès de l'installation du Pic du Midi, puis auprès de la chambre à bulles du C.E.R.N.

J'exprime également mes très vifs remerciements à MM. R. ARMENTEROS et A. ASTIER, qui ont assumé la direction de l'expérience depuis son projet jusqu'à sa réalisation et son exploitation, et en ont assuré le succès. Au cours de fructueuses discussions avec eux j'ai éclairci de nombreuses questions de physique et l'attention constante qu'a portée M. ASTIER à mes travaux de thèse a grandement facilité mon travail.

Je remercie tous les physiciens qui ont participé à l'analyse de photographies et ont assuré l'exploitation de l'expérience, et tout particulièrement MM. C. d'ANDLAU, C. DEFOIX, J. C. GANOUNA et P. RIVET ainsi que D. RAHM et F. SOLMITZ dont nous avons perdu trop tôt la précieuse collaboration, ainsi que tous les physiciens qui ont participé à l'analyse au C.E.R.N. MM. R. BUDDE, L. MONTANET, D. R. O. MORRISON, S. NILSSON, A. SHAPIRA et J. VANDERMEULEN. A tous merci pour leur compétence et l'esprit de camaraderie qui a régi nos rapports.

Pendant la mise en oeuvre du faisceau, j'ai eu le plaisir de me joindre au groupe du Pr G. FIDECARO au C.E.R.N., je lui exprime mes profonds remerciements, ainsi qu'à tous les physiciens de son groupe : U. AMALDI Jr., T. FAZZINI, M. LEGROS et H. STEINER, pour l'accueil que j'ai reçu et pour l'esprit de franche collaboration que j'ai rencontré parmi eux.

Je suis également reconnaissant envers tous ceux qui ont contribué à la bonne marche de l'expérience, ingénieurs et techniciens du "PS Group" au C.E.R.N., qui n'ont pas ménagé leurs efforts pour faire de l'expérience un plein succès. Succès dû également au

labeur obscur de tous les ingénieurs et techniciens de Saclay qui, sous la direction de M. FLORENT, et au prix d'un grand dévouement, ont mis au point la chambre dans les délais impartis et ont assuré son bon fonctionnement, en compagnie des physiciens et techniciens du laboratoire : MM. BADIER et P. BAILLON, Madame S. EQUER, MM. A. BARDIN et J. CORNIC.

A tous ceux qui ont contribué à la mise au point des programmes, j'exprime toute ma reconnaissance, pour le travail long, ingrat et difficile qu'ils ont fourni, en particulier à Madame Jeanne-Claire VERGES, Mesdemoiselles Marie-Magdeleine de COURREGES et Barbara GARNIER et MM. B. EQUER et NGUYEN-KHAC Ung. Mes remerciements s'adressent également pour leur aide précieuse aux opérateurs du T.E.T. Bull du Collège de France et de l'I.B.M. 7090 de Saclay que le C.E.N. de Saclay nous a aimablement permis d'utiliser.

Les appareils utilisés pour le dépouillement des photographies ont été conçus par C. GREGORY et J. CAILLET, et construits par les ateliers de mécanique de l'Ecole Polytechnique et du Collège de France, sous la direction de MM. BOULANGER et J. MORINAUD. A eux et à tous les mécaniciens mes sincères remerciements pour leur contribution à la réalisation de cet appareillage de qualité.

Dépouillement et mesures ont été effectués par une équipe d'aides-physiciens qui ont su allier à la compétence et la disponibilité, une compréhension très vive des tâches nouvelles qui leurs étaient proposées. Parmi eux je remercie tout particulièrement Mesdames J. ANGIBEAUD, N. COUTANT et H. MONET, Mesdemoiselles Danielle BARBIER, Colette BIENAIME, Danielle JACK ainsi que MM. J.P. FORT, C. KRIEF, L. LEBERT, C. MARTIN, C. MATHON, R. MONTCHARMONT et J. WALCZAK.

Je tiens à remercier particulièrement Mademoiselle Catherine FRITSCH pour l'aide précieuse qu'elle nous a apportée dans le classement et l'élaboration des résultats ; sa gentillesse et sa souriante disponibilité n'ont pas été les moindres atouts de l'efficacité de son action.

Enfin je remercie ceux qui ont contribué à l'impression de cette thèse : Mademoiselle Josiane LO-BUE qui en a assuré la frappe et la mise en page, MM. R. HOURMANT et D. MARCHAND qui ont contri-

bué à la mise au propre des histogrammes, et P. JOLICLERCQ qui avec son talent coutumier a su réaliser d'excellentes reproductions des photographies de chambre à bulles.

Merci de tout coeur aussi à Mesdemoiselles Catherine LEDOUX et Marie-Madeleine RANÇON qui ont assuré la polycopie de cette thèse et dont le labeur obscur et pénible n'a altéré ni le sourire ni la bonne humeur.

Enfin j'adresse à Mademoiselle Monique BLANCO de vifs remerciements pour la part de soucis matériels et administratifs dont elle m'a déchargé, ce qui m'a permis de me consacrer plus entièrement à mon travail.

Je prie tous ceux auxquels je suis redevable de ne pas me tenir rigueur de ne les avoir pas cités ; tous les contacts que j'ai pu avoir à l'intérieur du laboratoire m'ont été extrêmement fructueux et l'esprit de camaraderie qui a toujours présidé à nos rapports est l'un des facteurs les plus favorables à notre formation.

J'exprime ma gratitude au Centre National de la Recherche Scientifique pour l'allocation qu'il m'a accordée pendant les cinq années passées dans la recherche, et je suis tout particulièrement reconnaissant envers M. BERTHELOT pour sa bienveillante et constante attention et pour le soutien qu'il a bien voulu m'y apporter.

DEUXIEME THÈSE

Propositions données par la Faculté

LES CIBLES POLARISÉES
ET LEUR EMPLOI EN PHYSIQUE DES HAUTES ÉNERGIES

Vu et Approuvé :

PARIS, le 31 Mai 1963

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
MARC ZAMANSKY.

Vu
et Permis d'imprimer,

Le Recteur de l'Académie de Paris,
JEAN ROCHE.

